



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE
MEXICO

**PROGRAMA DE MAESTRIA Y DOCTORADO EN
INGENIERIA**

FACULTAD DE INGENIERIA

**SINTESIS DE LAS REJILLAS DE PERIODO LARGO EN FIBRA
OPTICA POR MEDIO DE UN ALGORITMO GENETICO**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN INGENIERIA

CAMPO DE CONOCIMIENTO – INGENIERIA ELECTRICA

P R E S E N T A :

IGNACIO FLORES LLAMAS

TUTOR:

DR. VOLODYMYR SVYRYD

2007



JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Augusto García Valenzuela
Secretario: Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero
Vocal: Dr. Volodymyr Svyryd
1^{er}. Suplente: Dr. Oleg Kolokoltsev
2^{do}. Suplente: Dr. Ramón Gutiérrez Castrejón

Lugar donde se realizó la tesis:

MEXICO, D. F.

TUTOR DE TESIS:

DR. VOLODYMYR SVYRYD

FIRMA

*Dedico esta tesis a mi madre María del Carmen,
cuyo recuerdo permanecerá en mí toda mi vida.*

Agradecimientos

A mi padre Ignacio, mis hermanas María Concepción, Angélica y Verónica, y mi hermano Francisco, por su apoyo y su motivación.

A mi tutor de tesis el Doctor Volodymyr Svyryd por su excelente orientación y consejo durante esta tesis.

A Verónica Castillo por el apoyo y la gran compañía que me ha brindado durante estos años.

A los miembros de mi Comité Tutorial el Dr. Sergei Khotiaintsev y el Dr. Oleg Kolokoltsev, y a los miembros de mi Jurado Doctoral, el Dr. Augusto García Valenzuela, el Dr. Gabriel Eduardo Sandoval Romero y el Dr. Ramón Gutiérrez Castrejón, por sus revisiones y sugerencias a esta tesis.

Al CONACYT por el apoyo durante mis estudios de posgrado.

A la UNAM y la DGAPA por el financiamiento en los proyectos de PAPIIT IN109406 e IN106906.

CONTENIDO

Resumen	1
Summary	2
Introducción	3
Antecedentes	3
Objetivo general	4
Objetivos particulares	4
Metas	4
Capítulo 1. Rejillas en fibras ópticas	5
1.1 Fundamentos de las rejillas de difracción clásicas	5
1.1.1 Rejillas de difracción	6
1.1.2 Separación de frecuencias ópticas con rejillas de difracción	7
1.1.3 Ley de Bragg	8
1.2 Principio de funcionamiento y tipos de rejillas en fibra óptica	9
1.2.1 Condiciones para la reflexión	10
1.2.2 Reflexión en rejillas de Bragg uniformes	11
1.2.3 Apodización de rejillas de Bragg	12
1.2.4 Tipos de rejillas de Bragg en fibra óptica	13
1.2.5 Tipos de rejillas de período largo en fibra óptica	15
1.3 Tecnología de fabricación de las rejillas en fibra óptica	16
1.3.1 Fotosensibilidad de las fibras ópticas a la luz ultravioleta	17
1.3.2 Técnicas de mejoramiento de la fotosensibilidad en fibras ópticas de sílice	19
1.3.3 Técnicas de fabricación de rejillas en fibras ópticas fotosensibles	19
1.3.4 Bandas de excitación para la inscripción de rejillas en fibra óptica	23
1.3.5 Técnicas de fabricación alternativas de rejillas de período largo	23
1.4 Conclusiones	26
Capítulo 2. Principios de diseño de rejillas en fibra óptica y dispositivos basados en las mismas	27
2.1 Estado del arte en el análisis de las rejillas en fibra óptica	27
2.1.1 Teoría de modos acoplados	27
2.1.2 Método de la matriz fundamental	28
2.1.3 Método del índice efectivo	28
2.1.4 Técnicas menos utilizadas	29
2.2 Estado del arte en la síntesis de rejillas en fibra óptica	31
2.2.1 Técnica de la transformada de Fourier	32
2.2.2 Métodos integrales	32
2.2.3 Métodos diferenciales	33
2.2.4 Representaciones tiempo-frecuencia	33
2.2.5 Algoritmos genéticos	33
2.2.6 Algoritmos de temple simulado	34

2.2.7 Síntesis de rejillas de período largo en fibra óptica	35
2.3 Algoritmos genéticos como método de solución de problemas en ingeniería	35
2.3.1 Descripción de los algoritmos genéticos	36
2.3.2 Problemas de ingeniería posibles de resolverse con algoritmos genéticos	37
2.4 Problemas actuales en el desarrollo de dispositivos con rejillas de período largo en fibra óptica	37
2.4.1 Dispositivos de interés basados en rejillas de período largo en fibra óptica	38
2.4.2 Características importantes de los dispositivos en el diseño de un sistema	45
2.4.3 Planteamiento del problema a resolver	46
2.5 Conclusiones	47
Capítulo 3. Análisis del comportamiento del campo electromagnético en fibras ópticas con rejillas	49
3.1 Descripción analítica de los modos de propagación en fibras ópticas	49
3.1.1 Ecuaciones de onda para fibras ópticas	50
3.1.2 Modos de la fibra	51
3.1.3 Aproximación de guía débil	55
3.2 Teoría de modos acoplados en fibras ópticas con rejillas	59
3.2.1 Ecuaciones diferenciales de acoplamiento modal	59
3.2.2 Solución analítica de las ecuaciones diferenciales de acoplamiento para rejillas uniformes	62
3.2.3 Solución numérica de las ecuaciones diferenciales de acoplamiento para rejillas casi uniformes	67
3.2.4 Solución numérica aplicando el método de la matriz fundamental para rejillas no uniformes	69
3.3 Conclusiones	73
Capítulo 4. Síntesis de rejillas de período largo en fibra óptica	75
4.1 Modelo matemático y simulación de rejillas de período largo en fibra óptica	76
4.1.1 Ecuaciones de acoplamiento	76
4.1.2 Longitudes de onda de resonancia	77
4.1.3 Índices efectivos calculados con el modelo de dos capas	78
4.1.4 Índices efectivos calculados con el modelo de tres capas	80
4.1.5 Coeficientes de acoplamiento	82
4.1.6 Matriz fundamental	85
4.1.7 Simulación de rejillas de período largo	87
4.2 Método de síntesis de rejillas de período largo	90
4.2.1 Algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo no uniformes	91
4.2.2 Aplicación del algoritmo genético	94
4.2.3 Afinación de los parámetros del algoritmo genético	96
4.3 Síntesis de rejillas de período largo por medio del método desarrollado	98
4.3.1 Síntesis de rejillas de período largo que operan como filtros de rechazo de banda	98
4.3.2 Síntesis de rejillas de período largo que operan como filtros de paso de banda	102
4.4 Síntesis de rejillas de período largo con un algoritmo de temple simulado	106
4.4.1 Descripción del algoritmo de temple simulado	106

4.4.2 Resultados de síntesis de rejillas de período largo	107
4.5 Conclusiones	110
Capítulo 5. Diseño de dispositivos basados en rejillas en fibra óptica	112
5.1 Metodología de diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo	112
5.2 Diseño de sensores refractométricos basados en rejillas de período largo en fibra óptica	113
5.2.1 Características importantes de los sensores refractométricos	113
5.2.2 Problemas actuales en el diseño de sensores refractométricos	114
5.2.3 Estructura propuesta de los sensores refractométricos	115
5.2.4 Síntesis de rejillas de período largo con respuesta lineal al índice de refracción externo	116
5.2.5 Evaluación de los sensores diseñados	122
5.3 Diseño de medidores de nivel de líquidos basados en rejillas de período largo en fibra óptica	123
5.3.1 Características importantes de los medidores de nivel de líquidos	123
5.3.2 Problemas actuales en el diseño de medidores de nivel de líquidos	125
5.3.3 Estructura propuesta de los medidores de nivel de líquidos	125
5.3.4 Simulación de medidores de nivel de líquidos	126
5.3.5 Evaluación de los medidores diseñados	128
5.4 Diseño de ecualizadores de ganancia de EDFAs basados en rejillas de período largo en fibra óptica	128
5.4.1 Características importantes de los ecualizadores de ganancia	129
5.4.2 Problemas actuales en el diseño de ecualizadores de ganancia	130
5.4.3 Estructura propuesta de los ecualizadores de ganancia	131
5.4.4 Síntesis de rejillas de período largo para ecualizar la ganancia de EDFAs	131
5.4.5 Evaluación de los ecualizadores diseñados	133
5.5 Conclusiones	134
Conclusiones generales	136
Referencias	139

RESUMEN

En esta tesis presentamos un método de síntesis de rejillas de período largo en fibra óptica. Este método está basado en un algoritmo genético especializado, el cual consta de operadores de selección, combinación y mutación, apropiadamente diseñados para realizar la síntesis teórica de rejillas de período largo no uniformes (con parámetros variables), que están divididas en un número de segmentos o secciones uniformes. Para nuestro mejor conocimiento, esta es la primera vez que se usa un algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo no uniformes segmentadas. Presentamos casos de aplicación del algoritmo genético en: la síntesis de rejillas que operan como filtros ópticos, con una respuesta espectral específica; y el diseño de dispositivos ópticos más complejos, tales como sensores refractométricos y filtros para aplanar la ganancia de amplificadores de fibra dopada con erbio. También mostramos las adaptaciones del algoritmo genético necesarias para su aplicación en el diseño de los dispositivos.

Para el diseño de sensores refractométricos proponemos una estructura particular de una rejilla de período largo, el algoritmo genético encuentra el perfil óptimo del período de la rejilla que produce una respuesta lineal al índice de refracción externo. Asimismo, introducimos un nuevo medidor de nivel de líquidos basado en una rejilla con variación lineal del período, la longitud de onda de resonancia de la rejilla sufre un corrimiento a medida que el nivel de un líquido, con índice de refracción mayor que el de la cubierta de la fibra, aumenta o disminuye. En el diseño de filtros para aplanar la ganancia de amplificadores de fibra dopada con erbio, empleamos el algoritmo genético para encontrar el perfil del coeficiente de acoplamiento complejo (magnitud y fase) de una única rejilla, de tal forma que su espectro de transmisión presente una característica inversa a los picos de ganancia del amplificador, disminuyendo las fluctuaciones en el espectro de ganancia resultante.

Además, se presenta un nuevo modelo matemático de rejillas de período largo en fibra óptica no uniformes, el cual permite realizar el análisis teórico de rejillas, considerando de manera simultánea el efecto de algunas secciones de la rejilla con índice de refracción de la cubierta menor, y otras con índice de refracción de la cubierta mayor que el índice del medio circundante. En el modelo se emplea un análisis detallado de los modos propios de la fibra, basado en el enfoque de tres capas, lo que disminuye los errores en la simulación de rejillas cuando están bajo la influencia de un índice externo menor que el de la cubierta. También se utiliza una aproximación para el cálculo de la constante de propagación de los modos de la cubierta, cuando el índice externo es mayor que el de la cubierta, reduciendo sustancialmente el tiempo de cómputo de la constante de propagación. Con el modelo matemático se amplían las aplicaciones de las rejillas de período largo, por ejemplo en sensores refractométricos de temperatura, de nivel, de concentración y de compuesto químico de líquidos; también en dispositivos ópticos sintonizables con actuadores microfluídicos para sistemas de comunicaciones ópticas, tales como filtros ópticos, ecualizadores de ganancia, compensadores de dispersión, etc.

SUMMARY

In this thesis we present a synthesis method of long-period fiber gratings. This method is based on a specialized genetic algorithm, which consists of selection, combination and mutation operators, properly designed for performing the theoretical synthesis of nonuniform long-period gratings (with variable parameters), that are divided into a number of uniform segments or sections. To the best of our knowledge, this is the first time that a genetic algorithm is used for the synthesis of segmented nonuniform long-period gratings. We present application cases of the genetic algorithm on: the synthesis of gratings which operate as optical filters, with a specific spectral response; and the design of more complex optical devices, such as refractometric sensors and filters for erbium-doped fiber amplifiers gain flattening. We also show the necessary genetic algorithm adaptations for its application on the design of the devices.

For the design of refractometric sensors we propose a particular structure of a long-period grating, the genetic algorithm finds the optimum grating period profile that yields a linear response to the external refractive index. Likewise, we introduce a new liquid level meter based on a grating with a linear period chirp, the grating resonant wavelength suffers a shift as the level of a liquid, with refractive index higher than that of the fiber cladding, increases or diminishes. In the design of filters for gain flattening of erbium-doped fiber amplifiers, we employ the genetic algorithm in order to find the complex coupling coefficient profile (magnitude and phase) of a unique grating, such that its transmission spectrum shows an inverse characteristic of the amplifier gain picks, reducing the fluctuations in the resultant gain spectrum.

Besides, it is presented a new mathematical model of nonuniform long-period fiber gratings, which allows one to perform the theoretical analysis of gratings, considering simultaneously the effect of some grating sections with cladding refractive index lower, and others with cladding refractive index higher than the surrounding medium index. In the model it is employed a detailed analysis of the eigenmodes of the fiber, based on the three-layer approach, which reduces the errors in the simulation of gratings when they are under the influence of an external index lower than that of the cladding. Also, an approximation is utilized for the calculation of the cladding modes propagation constant, when the external index is higher than that of the cladding, reducing substantially the computation time of the propagation constant. The applications of long-period gratings expand with the mathematical model, for example on liquid temperature, level, concentration and chemical compound refractometric sensors; as well as on optical tunable devices with microfluidic actuators for optical communications systems, such as optical filters, gain equalizers, dispersion compensators, etc.

INTRODUCCIÓN

Antecedentes

Para la Ingeniería Eléctrica en general y la Ingeniería en Telecomunicaciones en particular, el avance actual de los dispositivos basados en rejillas en fibra óptica tiene un impacto muy significativo. La penetración de las rejillas en fibra óptica en el área de las telecomunicaciones es, sin duda, un hecho exitoso. Por ejemplo, un gran número de los dispositivos empleados en los sistemas WDM actualmente se construyen con elementos basados en rejillas en fibra óptica (tales como láseres y amplificadores de fibra óptica, filtros ópticos, multiplexores y demultiplexores ópticos, ruteadores de longitud de onda, compensadores de la dispersión cromática, etc.). Otra área importante es la de instrumentación, en la cual la aplicación de rejillas en fibra óptica permite construir sensores de diversos factores físicos de interés como la temperatura, tensión, índice de refracción, etc. Para los sistemas de multiplexión en el dominio de la longitud de onda, este tipo de sensores presentan una ventaja importante, ya que se pueden colocar muchos de ellos en una sola fibra óptica larga, con el fin de controlar simultáneamente muchos puntos en un área grande o en construcciones completas.

A partir del descubrimiento de la fotosensibilidad en las fibras ópticas, se empezó a fabricar las primeras rejillas de Bragg en fibra óptica y se inició el estudio teórico y práctico sobre el análisis de estos dispositivos. En la actualidad existen varios métodos, probados exhaustivamente, que permiten la obtención de las características de respuesta espectral, partiendo de los parámetros de la rejilla. Estos métodos se han desarrollado para analizar tanto rejillas de Bragg como rejillas de período largo. Sin embargo, cuando se tiene en mente el diseño de un dispositivo con características de respuesta espectral deseadas, se debe resolver el problema inverso, es decir, realizar la síntesis de rejillas en fibra óptica. Dicho problema consiste en determinar los valores óptimos de los parámetros de la rejilla, tomando como punto de partida la respuesta espectral deseada. El desarrollo de métodos para la síntesis de rejillas en fibra óptica es relativamente reciente, por esta razón existen muy pocos y en su mayoría son de alta complejidad, especialmente cuando se trata de sintetizar rejillas con parámetros variables, es decir, rejillas no uniformes. Además, se han desarrollado escasas técnicas para realizar la síntesis de rejillas de período largo, a pesar de que este tipo de rejillas cada vez tiene mayor aplicación en las telecomunicaciones y en la instrumentación.

En la presente tesis de Doctorado se desarrolla un método de síntesis de rejillas de período largo en fibra óptica, que tiene una mayor versatilidad en comparación con los trabajos anteriores. Esta versatilidad se debe en primer término a la posibilidad de usar una variedad de métodos de análisis, en conjunto con un algoritmo genético. Además, también se debe a que proporciona una mayor libertad en el diseño de rejillas no uniformes, las cuales pueden tener una estructura compleja. Para tal fin se recurre a la modelación y simulación de cómputo de los procesos electrodinámicos en fibras ópticas.

Por lo anterior, los resultados prácticos de esta tesis, o sea los métodos de diseño y medios de simulación de los dispositivos basados en rejillas de período largo, pueden resultar importantes para diversas áreas de la ciencia e industria mexicana, principalmente para las telecomunicaciones ópticas, petroquímica, ingeniería civil y otras áreas donde se utiliza alta tecnología.

Objetivo general

El objetivo general consiste en la obtención de nuevos conocimientos científicos y de aplicación en el diseño de dispositivos basados en las rejillas de período largo en fibra óptica, para los sistemas de comunicación y medición, con fines de crear los programas de cómputo para el diseño y la simulación de los dispositivos de este tipo.

Objetivos particulares

1. Establecer una metodología para el diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo.
2. Diseñar un algoritmo preciso y eficiente, y los programas de cómputo, para la síntesis de rejillas de período largo.
3. Resolver problemas de diseño en las características de respuesta espectral tanto de las rejillas de período largo como de los dispositivos basados en las mismas.

Metas

Las metas perseguidas en este proyecto de tesis doctoral son las siguientes:

1. Estudiar las bases teóricas del análisis y la síntesis de rejillas en fibra óptica.
2. Investigar los modelos matemáticos existentes de rejillas en fibra óptica que puedan emplearse en sistemas de comunicaciones ópticas y sistemas de medición.
3. Desarrollar modelos matemáticos de rejillas en fibra óptica más completos, que permitan la simulación de las rejillas bajo condiciones especiales.
4. Elaborar programas para el cálculo de las características de respuesta espectral de las rejillas a partir de los modelos matemáticos desarrollados.
5. Simular en computadora el comportamiento de las rejillas modeladas.
6. Crear una nueva versión especializada del algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo no uniformes.
7. Optimizar los operadores genéticos del algoritmo diseñado para reducir su complejidad y aumentar su precisión y desempeño.
8. Comparar los resultados de la síntesis realizada con el algoritmo genético y un método de síntesis alternativo.
9. Desarrollar modelos matemáticos adecuados de distintos dispositivos basados en rejillas de período largo.
10. Elaborar programas para el diseño de los dispositivos basados en rejillas de período largo.
11. Simular y diseñar en computadora los dispositivos modelados.
12. Comprobar los resultados del diseño de los dispositivos con resultados experimentales.

CAPÍTULO 1

REJILLAS EN FIBRAS ÓPTICAS

Las rejillas en fibra óptica surgieron a partir del descubrimiento de la propiedad de fotosensibilidad que tienen las fibras ópticas. Estos dispositivos son capaces de realizar funciones como reflexión, dispersión y filtrado del campo electromagnético de manera eficiente y con baja atenuación. En su forma más común, una rejilla consiste en la modulación periódica del índice de refracción del núcleo de una fibra óptica. Inicialmente las rejillas fueron fabricadas sobre la superficie de guías de onda planas; sin embargo, las investigaciones realizadas han demostrado que las rejillas formadas en fibras ópticas ofrecen también las funciones antes mencionadas y, por lo tanto, han sido grabadas directamente en fibras fotosensibles.

Una rejilla convencional en fibra óptica, que históricamente ha sido denominada como rejilla de Bragg, tiene la modulación del índice de refracción a lo largo del núcleo de la fibra, con un período aproximadamente igual a la mitad de la longitud de onda de la luz que se propaga dentro de la fibra. En este caso ocurre una reflexión coherente que se logra mediante el igualamiento de fase entre los planos de la rejilla y la luz incidente. Se han logrado reflexiones cercanas al 100%. Este comportamiento ha hecho a las rejillas de Bragg apropiadas para su aplicación en las telecomunicaciones, puesto que se utilizan como reflectores, filtros y dispersores ópticos [1]. Por ejemplo, los diodos láser de cavidad externa utilizan rejillas de Bragg para una mayor selectividad de la longitud de onda. Otra aplicación, no menos importante, es la selección espectral de señales ópticas que hace un demultiplexor de un sistema de multicanalización por división de longitud de onda (WDM).

Cuando la rejilla en fibra óptica está expuesta a cambios de temperatura o tensión, se modifica la distancia entre sus planos, lo que provoca que cambien las condiciones de igualamiento de fase y por lo tanto los espectros de reflexión y transmisión tendrán un corrimiento con respecto a la longitud de onda. El corrimiento de los espectros también ocurre cuando existe un cambio en el índice de refracción del medio que rodea a la fibra, porque esto produce un cambio en las condiciones de propagación de la luz, principalmente en la cubierta de la fibra. De esta manera, sabiendo a qué longitud de onda ocurre la reflexión o la transmisión, se puede saber la magnitud de alguna perturbación externa presente en la rejilla. Esta funcionalidad de las rejillas hace que se puedan utilizar como sensores de distintas cantidades físicas.

1.1 Fundamentos de las rejillas de difracción clásicas

Cuando un haz de luz incide en la frontera entre dos medios con características ópticas diferentes, se pueden presentar dos fenómenos distintos, dependiendo de dichas características y del ángulo de incidencia del haz de luz. El haz, o parte de él, puede ser reflejado en la frontera de los medios y por lo tanto a este fenómeno se le llama reflexión. O puede ser refractado, es decir, se propaga a través del segundo medio pero con un ángulo diferente con respecto al plano formado por la frontera entre los medios, por consiguiente a este fenómeno se le denomina refracción.

Por otro lado, a la desviación de los rayos de luz de una trayectoria rectilínea, que no puede ser interpretada como reflexión o refracción se le llama difracción. La reflexión y la refracción ocurren sólo si los cuerpos que causan las desviaciones de los rayos tienen superficies cuyos radios de

curvatura son mayores comparados con la longitud de onda de la luz [2]. En términos de la óptica geométrica no existe difracción alguna, éste es un caso especial de la óptica de ondas, en el cual la longitud de onda tiende a cero. De esta manera se puede entender que los rayos con mayor longitud de onda son mayormente difractados que los rayos con longitud de onda menor. En consecuencia, la difracción produce una desviación mayor en el extremo rojo que en el extremo violeta del espectro.

En general, el fenómeno de difracción no se nota en la vida cotidiana debido a que se trata de dimensiones e intensidades muy pequeñas. Sin embargo existen algunas excepciones, por ejemplo, si se observa una fuente de luz distante a través de una tela muy fina, pueden ser vistos los colores componentes de la luz, en este caso la tela actúa como una rejilla de difracción [2].

1.1.1 Rejillas de difracción

Rejillas lineales. Este tipo de rejillas consiste en líneas delgadas paralelas formadas de algún material opaco o reflector, separadas uniformemente y dispuestas en un plano bidimensional. La separación entre líneas debe ser tal que puedan haber unas 2000 líneas por milímetro, es decir, de alrededor de 500 nm, para que la rejilla presente características de difracción. Dicha separación depende de las longitudes de onda a las cuales se desee trabajar. Cuando la luz blanca incide sobre la rejilla, algunos de sus componentes son difractados al atravesar el plano de la rejilla y otros son reflejados. El grado de difracción de dichos componentes depende de su misma longitud de onda. Las ondas que emergen de distintas líneas de la rejilla son capaces de interferir entre sí debido a que se originan de la misma onda de luz incidente.

Rejillas cruzadas. Se obtienen con la superposición de dos rejillas lineales, cuyas líneas se intersecan con ángulos rectos u oblicuos, dando por resultado un conjunto de rectángulos o paralelogramos transparentes. También se pueden tener rejillas cuyos elementos transparentes no sean rectángulos o paralelogramos, sino que tengan alguna forma arbitraria, por ejemplo círculos o elipses. En este tipo de rejillas también se presenta el fenómeno de difracción si se cumple con las dimensiones requeridas, pero, desde luego, la difracción tiene características diferentes.

Rejillas espaciales. Los dos tipos anteriores son rejillas en dos dimensiones. En las rejillas espaciales los elementos transparentes están distribuidos en tres dimensiones y por lo general son periódicas en las tres direcciones cartesianas. En la naturaleza se presenta este tipo de rejillas, un ejemplo son los materiales cristalinos sin imperfecciones y no absorbentes. Aunque estos cristales no son útiles en el campo de la óptica, tienen aplicaciones en el espectro de los rayos X. En 1912 W. L. Bragg realizó estudios de difracción en rejillas formadas por estructuras atómicas cristalinas.

Dentro de estos tipos de rejillas podemos tener *rejillas de amplitud* y *rejillas de fase*. El primer caso se refiere a aquellas rejillas para las cuales la función de transmisión es puramente real, es decir, para una incidencia perpendicular al plano del dispositivo la fase permanece constante; mientras que la amplitud varía entre cero, en las regiones del material reflector, y algún valor constante, en las regiones del material transparente. En el segundo caso se tienen rejillas en las cuales la transmisión de amplitud es unitaria acompañada de un retardo, estas rejillas normalmente se forman haciendo surcos en la superficie del material, de tal forma que ya no se puede hablar de una superficie plana; un haz de luz incidente alcanzará la superficie de la rejilla en instantes de tiempo diferentes, por lo tanto, puntos diferentes en la rejilla irradiarán los componentes del haz con fases distintas [2].

Un holograma es un tipo espacial de rejilla de difracción que no tiene una estructura periódica repetitiva; es decir, es aperiódico. En éste, los campos esparcidos o refractados forman un espectro de onda plana continuo en lugar de discreto, el cual puede representar una imagen óptica real o virtual [3].

1.1.2 Separación de frecuencias ópticas con rejillas de difracción

Un haz de luz incidente en una rejilla de difracción lineal, con un ángulo de incidencia θ_0 con respecto al vector normal al plano de la rejilla (ver Figura 1.1), puede ser considerado como un espectro de frecuencias (colores), las cuales pueden tratarse individualmente.

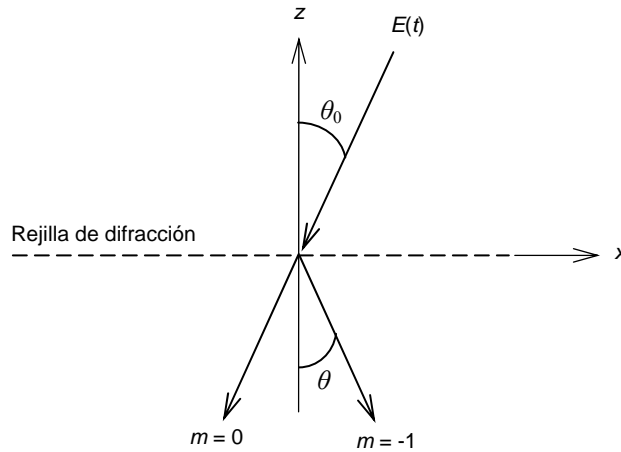


Figura 1.1 Separación de frecuencias ópticas de un haz de luz en una rejilla de difracción.

De acuerdo con el teorema de Floquet [3], la rejilla produce un número infinito de órdenes de difracción m , cuyas constantes de propagación α_m en la dirección x , la dirección del plano de la rejilla, están dadas por

$$\alpha_m = \frac{2\pi}{\lambda} \text{sen } \theta_0 + \frac{2m\pi}{a} \quad (1.1)$$

donde a es el período de la rejilla. Para un caso particular de $a = \lambda_0/2\text{sen } \theta_0$ y tomando una longitud de onda λ cercana al centro del espectro del haz de luz, con longitud de onda λ_0 , se puede demostrar que el ángulo θ de deflexión del orden $m = -1$ está dado por

$$\text{sen } \theta = -\text{sen } \theta_0 \left(2 \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \right). \quad (1.2)$$

Es decir, la rejilla desvía en direcciones diferentes el orden $m = -1$ de cada componente de frecuencia. Por lo tanto, cuando una rejilla de difracción se opera de esta manera, trabaja como un demultiplexor óptico. Esta propiedad también puede ser aprovechada para formar filtros ópticos, como en el caso de cavidades resonantes láser, donde las rejillas son colocadas para lograr obtener una señal óptica monocromática.

1.1.3 Ley de Bragg

Debido a que los rayos X tienen longitudes de onda más pequeñas que las longitudes de onda de la luz blanca, las rejillas de difracción convencionales no pueden ser utilizadas para la difracción de éstos. En este caso se utilizan entramados de cristales como rejillas de difracción tridimensionales, ya que en estos cristales el espacio entre átomos es cercano a las longitudes de onda de los rayos X. La difracción sufrida por los rayos X en este tipo de rejillas depende de la distribución y el espaciamiento de los átomos del cristal y, por consiguiente, la distribución de los rayos difractados ayuda a determinar la distribución tridimensional de los átomos en el cristal.

En 1912 von Laue propuso la idea de que un cristal podría comportarse como una rejilla de difracción para las longitudes de onda de los rayos X. Sin embargo, en aquel tiempo no se sabía que la estructura de los cristales fuera regular ni que los rayos X fueran radiación electromagnética de longitud de onda muy pequeña. La propiedad de difracción de las estructuras cristalinas fue demostrada por Friedrich, Knipping y von Laue por medio de un experimento. En este experimento se hizo pasar un haz de rayos X a través de dos huecos formados en dos pantallas S_1 y S_2 con el objeto de colimarlos, como se ilustra en la Figura 1.2. El haz colimado después atravesó un cristal de zinc y la salida del cristal se hizo llegar a una placa fotográfica. Al revelar la placa se observaron varias marcas débiles, aparte de la marca central en el punto O. En ese momento se pensó que la distribución tridimensional de los átomos del cristal podría difractar en varias direcciones a los rayos X; sin embargo era difícil imaginar que una estructura tan complicada como un cristal provocara tales patrones de difracción.

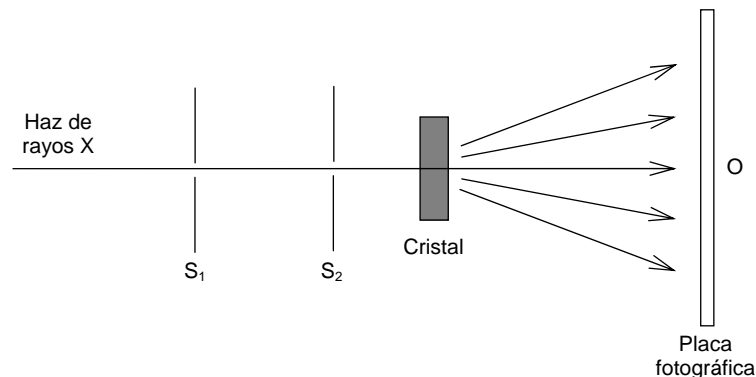


Figura 1.2 Experimento de Friedrich, Knipping y von Laue.

En ese mismo año W. L. Bragg encontró la explicación a este fenómeno. Bragg sugirió que cualquiera que fuera la estructura de un cristal, si ésta es repetitiva en tres dimensiones, es posible obtener conjuntos de planos paralelos en cada uno de los cuales la distribución de los átomos sería la misma. A tales planos se les llama planos de Bragg y a sus separaciones espacios de Bragg. Si rayos X planos monocromáticos inciden sobre los átomos de un plano de Bragg, cada átomo actúa como un esparcidor y una onda secundaria se esparce en todas direcciones. Si consideramos un solo plano de Bragg estas ondas se combinarán en fase en la misma dirección del rayo incidente, la cual no es de interés, pero también en una dirección correspondiente a la reflexión ordinaria, justo como en un espejo. Si ahora se suman todos los demás planos de Bragg paralelos al primero, las ondas reflejadas por varios planos estarán, por lo general, fuera de fase e interferirán destructivamente. Sin embargo, se combinarán en fase si se satisface una simple condición que involucra al ángulo de incidencia θ [4]. En la Figura 1.3 se muestra el análisis geométrico para esta condición, las trayectorias R_1A y R_1C son iguales. Para que las ondas con número de reflexión 1 y 2 estén en fase, la trayectoria CR_2

+ R_2B debe ser un múltiplo de la longitud de onda del haz incidente. De acuerdo a la ley de reflexión, el ángulo de incidencia debe ser igual al ángulo de reflexión, es decir, $\theta = \theta'$. Por lo tanto, para que las ondas reflejadas estén en fase se debe cumplir

$$2d \sin \theta = N\lambda, \quad (1.3)$$

donde d es la distancia entre los planos de Bragg y N es un número entero positivo. A este conjunto de dos condiciones se le conoce como la *ley de Bragg* para la reflexión de rayos X en un cristal.

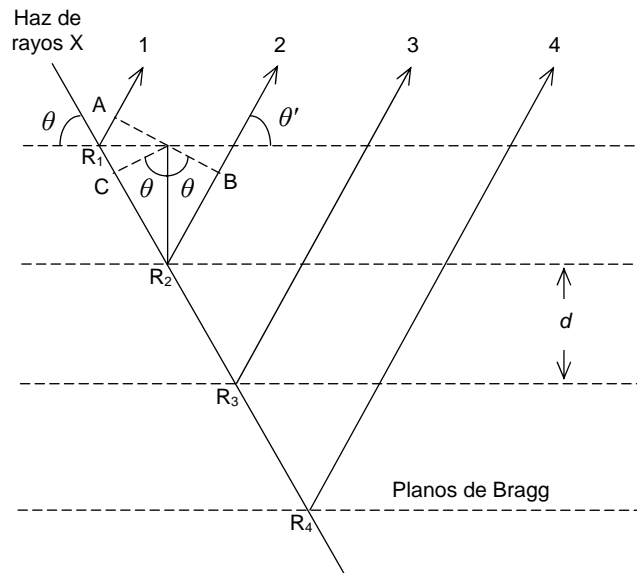


Figura 1.3 Difracción de rayos X en los planos de Bragg en un cristal.

En la actualidad se emplea el patrón de difracción de los rayos X monocromáticos, es decir, la posición y la intensidad relativa de las marcas en películas fotográficas, para determinar la estructura del entramado de los cristales.

1.2 Principio de funcionamiento y tipos de rejillas en fibra óptica

La forma más simple de una rejilla en fibra óptica es en la cual hay una modulación periódica del índice de refracción del núcleo de una fibra óptica monomodo, el período de modulación se designa por Λ . En este tipo de rejillas uniformes el eje longitudinal de la fibra es normal a los frentes de fase de la rejilla, como muestra la Figura 1.4.

De manera general es posible clasificar a las rejillas en fibra óptica en dos tipos: rejillas de Bragg o de reflexión y rejillas de período largo o de transmisión. Las primeras tienen un período de modulación de aproximadamente la mitad de la longitud de onda de la señal óptica incidente, esto provoca que exista acoplamiento entre modos ópticos del núcleo de la fibra que se propagan en direcciones opuestas y se indican en la Figura 1.4 con los espectros λ_1 y λ_2 dentro del núcleo. Mientras que las rejillas comprendidas en el segundo tipo tienen un período de modulación centenas de veces mayor que la longitud de onda de la señal incidente, provocando acoplamiento entre modos del núcleo y modos de la cubierta de la fibra, pero con la misma dirección de propagación, ilustrados en la Figura 1.4 con los espectros λ_1 dentro del núcleo y λ_2 en la cubierta.

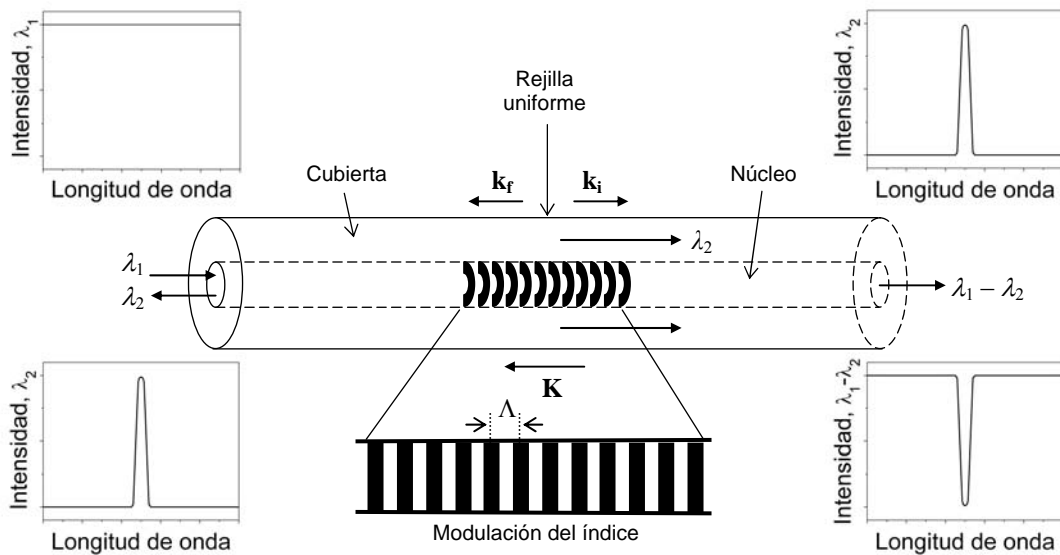


Figura 1.4 Rejilla uniforme en fibra óptica.

1.2.1 Condiciones para la reflexión

La luz que viaja por el núcleo de la fibra se esparce al chocar contra cada uno de los planos de la rejilla, ya que es reflejada por cada plano, y saldrá de fase progresivamente si la *condición de Bragg* no se cumple, hasta que se cancela por completo. Además, si la longitud de onda de la luz no coincide con la *longitud de onda de resonancia de Bragg*, la luz experimentará una reflexión muy débil en cada uno de los planos de la rejilla debido al desajustamiento del índice. Sin embargo, si la condición de Bragg se satisface, las reflexiones en cada plano se sumarán constructivamente en la dirección contraria de la propagación original y formarán un pico de reflexión con una longitud de onda central, la cual está definida por los parámetros de la rejilla [1].

La condición de Bragg establece que debe haber conservación de la energía y el momento [1]. Para la conservación de la energía se requiere que la frecuencia de la onda incidente sea igual a la frecuencia de la onda reflejada ($\hbar\omega_i = \hbar\omega_f$, donde \hbar es la constante de Planck). Mientras que para la conservación del momento se requiere que la suma del vector de onda incidente \mathbf{k}_i y el vector de la rejilla \mathbf{K} sea igual al vector de onda reflejada \mathbf{k}_f , es decir

$$\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_f, \quad (1.4)$$

donde \mathbf{K} tiene una dirección normal a los planos de la rejilla y una magnitud de $2\pi/\Lambda$. El vector de onda refractada es igual en magnitud, pero con dirección contraria al vector de onda incidente. Por lo tanto, la condición de conservación del momento se puede expresar como

$$2\left(\frac{2\pi m_e}{\lambda_B}\right) = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (1.5)$$

de aquí se puede obtener la longitud de onda de Bragg (longitud de onda de resonancia), a la cual ocurre la mayor reflexión

$$\lambda_B = 2n_e \Lambda, \quad (1.6)$$

donde la longitud de onda de Bragg λ_B es la longitud de onda central en el espacio libre de la luz de entrada que es reflejada por la rejilla, y n_e es el índice de refracción efectivo del modo de núcleo de la fibra a la longitud de onda central en el espacio libre [1]. Cada reflexión desde una cresta de la modulación del índice está en fase con la siguiente si su longitud de onda es λ_B . Visto de otra forma, se puede decir que la reflexión de un modo de la onda incidente es un acoplamiento con un modo de propagación contraria.

1.2.2. Reflexión en rejillas de Bragg uniformes

El perfil de índice de refracción de una rejilla de Bragg uniforme, inscrita dentro del núcleo de una fibra óptica, con índice de refracción promedio n_0 está dado por

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right), \quad (1.7)$$

donde Δn es la amplitud de la modulación del índice de refracción y z es la distancia a lo largo del eje longitudinal de la fibra. De acuerdo a la Ecuación (1.7), la modulación del índice de refracción es de forma sinusoidal, con un nivel promedio (nivel de “dc”) n_0 , una amplitud Δn y un período Λ . El coeficiente de reflexión y la magnitud de la reflexión (o simplemente reflexión) de este tipo de rejillas han sido calculados utilizando diversos métodos, considerando el método seguido por Lam y Garside [5] el coeficiente de reflexión está dado por

$$\rho(\lambda) = \frac{-\kappa \sinh(\gamma L)}{\delta \sinh(\gamma L) + i\gamma \cosh(\gamma L)}, \quad (1.8)$$

y la reflexión está dada por la expresión

$$r(\lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\gamma L)}{\delta^2 \sinh^2(\gamma L) + \gamma^2 \cosh^2(\gamma L)}, \quad (1.9)$$

donde L es la longitud de la rejilla, κ es un coeficiente de acoplamiento, $\delta = \beta - \pi/\Lambda$ es el vector de onda de desintonización, $\beta = 2\pi n_e/\lambda$ es la constante de propagación y $\gamma^2 = \kappa^2 - \delta^2$. Para este caso de modulación sinusoidal, el coeficiente de acoplamiento se obtiene de la siguiente forma

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \Gamma, \quad (1.10)$$

donde Γ es el factor de confinamiento en el núcleo de la fibra, es decir, indica la fracción de la potencia de la señal óptica confinada en el núcleo de la fibra y es aproximadamente igual a $1 - V^{-2}$, donde V es la frecuencia normalizada de la fibra.

Un ejemplo del cálculo del espectro de reflexión, para una rejilla de Bragg uniforme típica se puede observar en la Figura 1.5. En esta figura se grafica la reflexión con respecto a la longitud de onda del modo incidente. Se puede observar que la rejilla refleja, con intensidad considerable, los modos incidentes cuya longitud de onda cae aproximadamente entre 1550.0 nm y 1551.0 nm, los lóbulos laterales se deben a múltiples reflexiones. Para el resto de las longitudes de onda no habrá

reflexión significativa y por lo tanto los modos seguirán su propagación directa por la rejilla, es decir, serán transmitidos.

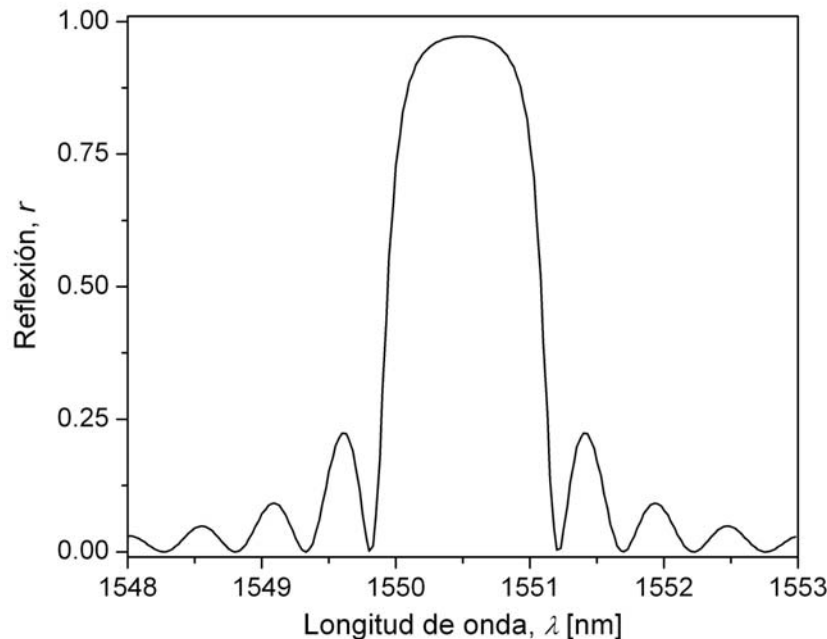


Figura 1.5 Espectro de reflexión de una rejilla de Bragg uniforme.

1.2.3 Apodización de rejillas de Bragg

Como se puede observar en la Figura 1.5, el espectro de reflexión contiene lóbulos laterales para longitudes de onda adyacentes. La apodización es el proceso mediante el cual se disminuyen o se eliminan estos lóbulos de reflexión. En algunas aplicaciones es importante utilizar rejillas apodizadas para una mayor selectividad de la longitud de onda de la señal óptica. Por ejemplo, en multicanalización por división de longitud de onda (WDM) es indispensable tener un alto rechazo de las longitudes de onda que no corresponden a determinado canal de información, porque de esta manera se evita la diafonía entre canales adyacentes. Es evidente que en este tipo de aplicaciones las rejillas de Bragg se utilizan como filtros de longitud de onda.

La apodización se logra cambiando la amplitud de la modulación del índice de refracción gradualmente a lo largo de la rejilla, con lo cual se varía el coeficiente de acoplamiento κ . Una rejilla de Bragg uniforme, como la descrita en la sección anterior, tiene un inicio y un final abruptos, la transformada de Fourier de tal función rectangular resulta en una función sinc, cuyos lóbulos están asociados a los lóbulos del espectro de reflexión. Por otro lado, una función gaussiana tiene una transformada que también es de forma gaussiana, la cual no contiene lóbulos laterales. Una rejilla con una modulación del índice de refracción similar disminuye en gran medida los lóbulos laterales. También se puede hacer que la modulación tenga una envolvente de tipo sinc. La analogía con la transformada de Fourier sugiere que el espectro de reflexión tendrá una forma rectangular [6].

Sin embargo, el cambio de la modulación del índice de refracción también modifica la longitud de onda de Bragg, lo que provoca que la estructura aparezca en el lado azul del espectro de la rejilla. Para evitar esto se mantiene constante el índice de refracción promedio en toda la longitud de la rejilla, mientras se altera gradualmente la modulación de la amplitud del índice [6].

Rejillas de Bragg con niveles de los lóbulos laterales de 26 dB abajo del pico de reflexión han sido fabricadas en fibras estándares para telecomunicaciones. Esto representa una reducción de 14 dB en los niveles de los lóbulos laterales comparados con los niveles de los lóbulos en una rejilla uniforme, con el mismo ancho de banda y la misma reflexión [1].

1.2.4 Tipos de rejillas de Bragg en fibra óptica

Existen diferentes clases de rejillas de Bragg en fibra óptica, se distinguen por características tales como la separación entre los planos de la rejilla, la inclinación de dichos planos y si se trata de rejillas sencillas o múltiples inscritas en la misma posición, entre otras. A continuación se describen los tipos más importantes de rejillas de Bragg, así como las aplicaciones que tienen tanto en telecomunicaciones como en el campo de los sensores.

Rejilla de Bragg uniforme

Este tipo de rejilla corresponde al descrito en la Sección 1.2.2. Los planos de la rejilla son perpendiculares al eje longitudinal de la fibra óptica y tienen un período constante de magnitud Λ . La rejilla uniforme puede comportarse como un filtro de banda angosta, ya sea de transmisión o reflexión, o como un espejo de banda ancha, este comportamiento depende de su longitud y de la magnitud del cambio de índice introducido.

Las aplicaciones de las rejillas uniformes son variadas, pueden utilizarse como sensores de temperatura y tensión. Cuando son sometidas a variaciones de este tipo, la distancia entre los planos de la rejilla se incrementa o disminuye, provocando un cambio en la condición de Bragg, Ecuación (1.6), y por lo tanto el espectro de reflexión se recorre en función de la longitud de onda. Por otro lado, cuando varias rejillas se graban en una misma fibra con diferente longitud de onda de Bragg, es decir, con diferente período de modulación del índice, se forma una configuración que puede ser usada en multicanalización por división de longitud de onda, para la separación de los distintos canales. En los láseres semiconductores también tienen aplicación, ya que pueden hacer variar la resonancia de la señal de retroalimentación en la cavidad externa y de esta manera sintonizar la longitud de onda del láser, así como producir una mayor selectividad de la longitud de onda, disminuyendo el ancho espectral del dispositivo.

Rejilla de Bragg inclinada

Las rejillas de Bragg inclinadas se caracterizan porque sus planos tienen un ángulo de inclinación con respecto al eje longitudinal de la fibra, como se muestra en la Figura 1.6. La inclinación de los planos provoca que los modos guiados en el núcleo de la fibra se acoplen con modos guiados en la cubierta o con modos de radiación. La eficiencia del acoplamiento depende del grado de inclinación y de la magnitud de la modulación del índice de refracción.

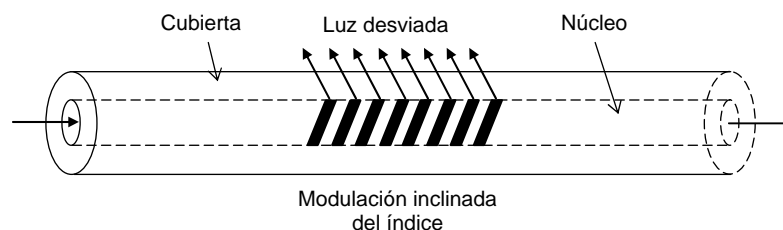


Figura 1.6 Rejilla de Bragg inclinada.

En este caso la condición de conservación de energía y momento lleva a una expresión diferente para la longitud de onda de Bragg. Esta expresión indica que no sólo los modos con diferente longitud de onda emergen a diferentes ángulos, sino que diferentes modos con la misma longitud de onda también emergen con ángulos ligeramente diferentes, debido a sus distintas constantes de propagación [1].

Las rejillas de Bragg inclinadas se pueden utilizar como espectrómetros o como discriminadores de modos. Además, la inscripción de varias rejillas inclinadas se emplea para aplanar el espectro de ganancia en amplificadores de fibra dopados con erbio (erbium-doped fiber amplifiers – EDFAs, en inglés); esto es una característica deseable en sistemas de comunicación óptica que transportan varias señales a longitudes de onda distintas. También se utilizan como convertidores de modos.

Rejilla de Bragg no uniforme (de período variable)

En este tipo de rejillas el período de la modulación del índice de refracción tiene una variación monótona (chirp, en inglés). La perturbación del índice puede expresarse, de una manera más general que en la Ecuación (1.7), como

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z)\right), \quad (1.11)$$

donde $\varphi(z)$ representa la variación del índice de refracción en función del eje longitudinal de la fibra z . Sin embargo, estas rejillas pueden obtenerse variando el período de las mismas Λ , el índice de refracción del núcleo o ambos. La expresión para la longitud de onda de Bragg, Ecuación (1.6), entonces se convierte en

$$\lambda_B(z) = 2n_e(z)\Lambda(z). \quad (1.12)$$

La rejilla más simple de este tipo es aquella cuya variación del período es lineal, es decir

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Lambda_1 z, \quad (1.13)$$

donde Λ_0 es el período de inicio y Λ_1 es el cambio lineal (pendiente) a lo largo de la longitud de la rejilla [1].

La principal limitación en el ancho de banda de una fibra monomodo, utilizada en sistemas de largo alcance y alta velocidad de transmisión, es la dispersión cromática, la cual provoca el ensanchamiento de pulsos ópticos. De acuerdo con la Ecuación (1.12), la longitud de onda de resonancia de una rejilla de período variable está en función de la posición axial en la rejilla; de esta manera las diferentes componentes de frecuencia de un pulso óptico son reflejadas en diferentes puntos y por lo tanto sus tiempos de retardo son diferentes. Esta característica permite comprimir los pulsos ensanchados, es decir, compensar la dispersión cromática. Por otro lado, los amplificadores ópticos en fibra tienen la desventaja de emitir un bombeo residual de luz, lo que disminuye el desempeño del receptor. Se ha demostrado que con el uso de rejillas de Bragg de período variable y de banda ancha, el desempeño de estos dispositivos se puede mejorar, ya que la rejilla provoca la retro-reflexión del bombeo de luz residual si se coloca a la salida del amplificador. Las rejillas de Bragg de período variable también se han utilizado en fibras láser para controlar el ancho de los pulsos y de esta manera generar *solitones* de alta potencia, eliminando la necesidad de utilizar dispositivos de absorción saturables [7].

En el área de la instrumentación las rejillas de período variable también tienen aplicaciones como sensores de temperatura y tensión. Existen varios dispositivos basados en este tipo de rejillas, tales como sensor de rejilla en derivación, sensor reflectométrico y sensor de intra-rejilla [8].

Rejilla de Bragg múltiple sobrepuesta

Es un tipo de rejilla que se forma por la inscripción de varias rejillas de Bragg en la misma posición de la fibra óptica. Es útil para multiplexión y demultiplexión de señales ya que tiene un espectro de reflexión compuesto, es decir, se diseña para reflejar varias señales con longitud de onda distinta. Sin embargo, cada vez que se inscribe una nueva rejilla en la fibra, la reflexión de las rejillas grabadas con anterioridad disminuye y su longitud de onda central se recorre a longitudes mayores debido al cambio del índice de refracción efectivo.

Rejilla de Bragg de fase recorrida

En algunas aplicaciones es deseable que la rejilla actúe como un filtro de transmisión de banda angosta en lugar de un filtro de reflexión. Las rejillas de fase recorrida tienen esta característica. Para obtener una rejilla de este tipo se introduce un corrimiento de fase a través de la misma, cuya localización y magnitud puede ajustarse para diseñar un espectro de transmisión específico. En realidad se producen dos rejillas que están fuera de fase entre sí, las cuales se comportan como un resonador Fabry-Perot de longitud de onda selectivo. La longitud de onda de resonancia depende del tamaño del cambio de fase. Una de las aplicaciones más obvias incluye la producción de filtros de transmisión y reflexión de banda muy angosta [1].

1.2.5 Tipos de rejillas de período largo en fibra óptica

Para esta clase de rejillas el período no cumple con la Ecuación (1.6), en este caso es mucho mayor. El período debe ser tal que se permita el acoplamiento de luz del modo guiado fundamental hacia los modos de propagación directa de la cubierta de la fibra, en donde se pierde por la absorción y el esparcimiento que ocurren. Debido a esta característica, las rejillas de período largo se pueden emplear como filtros de supresión de banda con baja reflexión.

Las rejillas en fibra satisfacen la condición de Bragg de igualamiento de fase entre el modo guiado fundamental del núcleo y los modos guiados de la cubierta o los modos de radiación, u otro modo guiado del núcleo. Esta condición es dependiente de la longitud de onda y está dada por

$$\beta_{01} - \beta = \Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (1.14)$$

donde β_{01} y β son las constantes de propagación del modo guiado fundamental y del modo con el cual ocurre el acoplamiento respectivamente. En el caso de rejillas de período largo el valor de $\Delta\beta$ es pequeño y por esta razón la periodicidad está en el rango de centenas de micrómetros, comparada con la periodicidad de rejillas de Bragg convencionales del orden de 1 μm . Ya que $\Delta\beta$ es discreto y es una función de la longitud de onda, este acoplamiento hacia los modos de la cubierta es altamente selectivo, lo cual lleva a una pérdida dependiente de la longitud de onda. Así que cualquier modulación de las propiedades del núcleo y la cubierta modifica la respuesta espectral de las rejillas de período largo. Este fenómeno puede ser utilizado para propósitos de sensado [1].

Así como existen diferentes tipos de rejillas de Bragg, también existen rejillas de período largo de distintos tipos, los más comunes se describen a continuación.

Rejilla de período largo uniforme

Esta rejilla tiene sus planos perpendiculares al eje longitudinal de la fibra óptica y tiene un período constante. La rejilla uniforme puede comportarse como un filtro de supresión de banda. Puede acoplar luz entre el modo fundamental del núcleo y modos de la cubierta de distinto orden, lo que resulta en un espectro de transmisión con varias bandas de atenuación, la longitud de onda de Bragg o resonancia de dichas bandas de atenuación está dada por

$$\lambda_B = (n_{co} - n_{cl})\Lambda = \Delta n_e \Lambda, \quad (1.15)$$

donde n_{co} es el índice efectivo del modo del núcleo, n_{cl} es el índice efectivo del modo de la cubierta, Λ es el período de modulación de la rejilla y $\Delta n_e = (n_{co} - n_{cl})$ es la diferencia entre los índices efectivos.

Rejilla de período largo inclinada

De la misma manera que las rejillas de Bragg, estas rejillas tienen planos con un ángulo de inclinación con respecto al eje longitudinal de la fibra, lo que aumenta el acoplamiento entre el modo guiado del núcleo y los modos guiados o modos de radiación en la cubierta.

Rejilla de período largo no uniforme (de período variable)

En este tipo de rejillas el período de la modulación del índice de refracción tiene una variación que puede expresarse también como en la Ecuación (1.11); sin embargo, en este caso el período de la rejilla es mucho mayor que para una rejilla de Bragg. La longitud de onda de Bragg ahora está en función del eje longitudinal y está dada por

$$\lambda_B(z) = \Delta n_e(z)\Lambda(z). \quad (1.16)$$

También es posible emplear esta clase de rejillas para la compensación de la dispersión cromática en sistemas de largo alcance y alta velocidad de transmisión, ya que tienen características similares a las rejillas de Bragg de período variable [9].

Rejilla de período largo de fase recorrida

Al introducir un corrimiento de fase en una rejilla de período largo se puede crear una banda de paso muy angosta dentro de la banda de paro en el espectro de transmisión de la rejilla. El corrimiento de fase tiene una localización y magnitud que pueden ajustarse para obtener un espectro de transmisión específico [10].

1.3 Tecnología de fabricación de las rejillas en fibra óptica

Las técnicas más empleadas en la actualidad para la fabricación de rejillas en fibra óptica se basan en la propiedad de fotosensibilidad de las fibras ópticas a la luz ultravioleta, la cual permite modificar el índice de refracción del núcleo de las fibras. Por esta razón, amplios estudios se han dedicado a la investigación de este fenómeno. Sin embargo, en los últimos años se han desarrollado otras técnicas, utilizadas mayormente en la fabricación de rejillas de período largo y que presentan ciertas ventajas con respecto a los métodos anteriores. Para todas estas técnicas es importante investigar los fenómenos fisicoquímicos que provocan el cambio en el índice de refracción, pues

esto permite mejorar los procesos de fabricación de rejillas que sean eficientes, así como conocer las limitaciones de dichas técnicas.

1.3.1 Fotosensibilidad de las fibras ópticas a la luz ultravioleta

Al cambio permanente del índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica, cuando ésta se expone a luz con cierta longitud de onda e intensidad, que depende del material del núcleo, se le llama fotosensibilidad. Este fenómeno se ha observado, por la excitación a diferentes longitudes de onda en el rango ultravioleta (UV), en una amplia variedad de fibras. De todos los materiales estudiados, las fibras ópticas que contienen germanio como dopante han resultado las más importantes para la fabricación de dispositivos que explotan la fotosensibilidad.

La fotosensibilidad de las fibras ópticas fue demostrada por primera vez por Hill et al. [11]. Utilizando un láser de argón ionizado, irradiaron con gran intensidad una fibra dopada con germanio, después de algunos minutos observaron un incremento en la intensidad de la luz reflejada, la cual aumentó hasta que casi toda la luz fue reflejada por la fibra. Las mediciones espectrales hechas sobre la fibra confirmaron que se había formado una rejilla de Bragg, con una banda muy angosta, en una fibra de un metro de longitud. Estudios detallados mostraron que la *fuerza* de la rejilla aumentaba en proporción al cuadrado de la intensidad luminosa, lo que sugirió que se trataba de un proceso de *dos fotones*. En los primeros experimentos se utilizó radiación láser a 488 nm. La luz coherente que se propagaba interfería con una pequeña cantidad de luz reflejada por el extremo terminal de la fibra, produciendo un patrón de onda estacionaria que formó, por fotosensibilidad, una rejilla en el núcleo de la fibra [12].

Las rejillas fabricadas con este método funcionaban sólo a longitudes de onda en el rango visible, cercanas a la longitud de onda de la luz empleada para grabarlas. Posteriormente esta limitación fue superada con la utilización de un proceso de *un solo fotón* a una longitud de onda de la mitad, es decir, 244 nm. En este método, llamado técnica holográfica transversal, la fibra es irradiada por un costado con dos haces de luz UV que se intersecan, estos haces interfieren entre sí, lo cual produce un patrón que graba (o imprime) una rejilla con modulación del índice de refracción periódica en el núcleo de la fibra [12].

Se dice que el cambio en el índice de refracción es permanente ya que dura por décadas (alrededor de 25 años) si la guía de onda (puede tratarse de una fibra óptica o cualquier otro tipo de guía de onda óptica) es tratada adecuadamente después de la exposición a la radiación ultravioleta. Por otro lado, la magnitud del cambio en el índice de refracción Δn depende de ciertos factores, como son: longitud de onda, intensidad, dosis total de radiación, composición del material que forma el núcleo de la fibra y el procesamiento de la fibra antes de su exposición a la luz UV.

Mecanismos de fotosensibilidad en fibras ópticas de sílice

En los primeros estudios realizados para determinar la dependencia de la fotosensibilidad en los dopantes del núcleo, el germanio siempre estaba presente. Esto llevó a creer que dicho elemento era esencial para que una fibra fuera fotosensible; sin embargo, hay muchos experimentos hechos sobre una amplia variedad de fibras, en las cuales no está presente como impureza el germanio. Las fibras dopadas con europio, cerio y erbio-germanio presentan distintos grados de sensibilidad, pero ninguna es tan sensible como las que contienen germanio.

De acuerdo con las investigaciones llevadas a cabo hasta el momento, se ha visto que la fotosensibilidad es una función de *mecanismos fotoquímicos, fotomecánicos y termoquímicos*.

Varios modelos propuestos para describir los cambios del índice de refracción inducidos en fibras dopadas con germanio tienen como elementos comunes defectos de vacantes de oxígeno, estas vacantes son responsables de los cambios en el índice de refracción inducidos [1].

De acuerdo a la dinámica de crecimiento de las rejillas de Bragg, cuando se exponen a la radiación ultravioleta, hay tres distintos tipos de fotosensibilidad que corresponden a tres tipos de rejillas [1]:

Tipo I. Corresponde a un incremento monótono de la amplitud de la modulación del índice de refracción. Este tipo de fotosensibilidad se observa en la mayoría de las fibras fotosensibles cuando se exponen a radiación UV, ya sea en forma de onda continua (continuous wave – CW, en inglés) o en forma de pulsos; y se presenta en ambas técnicas de grabado: interna y externa. De manera más específica, esta clasificación se refiere a una rejilla producida con $100 \text{ mJ/cm}^2/\text{pulso}$ y un flujo acumulativo típicamente mayor que 500 J/cm^2 . Esto depende en gran medida de qué tan sensible es la fibra y resulta en un cambio del índice de refracción positivo ($\Delta n > 0$).

Tipo II. Se presenta cuando los niveles de radiación de energía son mayores que 1000 mJ/cm^2 , se puede utilizar un solo emisor de pulsos de luz que permite fotoinducir grandes cambios en el índice de refracción en pequeñas regiones, localizadas en la frontera entre el núcleo y la cubierta de la fibra. La rejilla obtenida es el resultado de un daño físico que está circunscrito al núcleo de la fibra, produciendo modulaciones muy grandes del índice de refracción, cercanas a 10^{-2} .

Tipo IIA. En algunas ocasiones, cuando una rejilla del Tipo I se expone a radiación UV de manera prolongada, se borra parcial o completamente, se da una nueva formación espectral asociada a un cambio del índice de refracción altamente negativo y un incremento en la longitud de onda reflejada. La formación y el borrado de un espectro del Tipo I producen un corrimiento de la longitud de onda de Bragg hacia la parte roja del espectro, aumentando los cambios en la media y la amplitud de modulación del índice. En el momento del borrado la longitud de onda puede recorrerse hacia la parte azul del espectro o no recorrerse significativamente en el curso de la inscripción de la rejilla Tipo IIA. Una explicación de los fenómenos que se presentan en estos procesos es que se dan dos reacciones lógicas; la primera borra y produce algunos defectos que llevan a un cambio positivo en el índice de refracción, mientras que la segunda, la cual es más lenta que la primera, produce un cambio negativo debido a la reorganización estructural. Este tipo de rejillas se ha observado con mayor frecuencia en fibras altamente dopadas con GeO_2 , y también se le ha clasificado como de Tipo III.

Puntos de defecto

El proceso de fabricación y la exposición a la radiación UV de la fibra óptica pueden producir defectos. A estos defectos se les conoce como *centros de color* y son importantes porque sus bandas de absorción provocan pérdidas en la transmisión. Es importante el estudio de los defectos en la red tetraédrica ideal del cuarzo porque son los que permiten la observación de la fotosensibilidad [1].

Con la ayuda del espectro de resonancia del espín del electrón (electron spin resonance – ESR, en inglés) [13] se han identificado tres defectos intrínsecos en la sílice: centro E', centro de hueco de oxígeno sin enlace (nonbond oxygen hole center – NBOHC, en inglés) y radical de peróxido. En sílice con déficit de oxígeno el enlace incorrecto Si-Si es el precursor dominante de los defectos, cuando éste se rompe se forman los centros SiE' y, por lo tanto, este tipo de defectos es común en las fibras hechas con este material [1].

Entre los defectos más conocidos, formados en el núcleo de sílice dopada con germanio, están los defectos paramagnéticos Ge(n), donde n se refiere al número de átomos de Ge o Si que rodean a un ión de germanio. Los defectos Ge(1) y Ge(2) se han identificado como centros de *electrón atrapado* [6]. También se encuentra el defecto GeO, el cual tiene un átomo de germanio coordinado con otro átomo de Si o Ge. Este enlace tiene un pico de absorción de 240 nm, y se observa en muchas de las fibras ópticas fotosensibles dopadas con germanio. Cuando el material se expone a radiación UV, el enlace se rompe, creando un centro llamado GeE'. Se piensa que el electrón del centro GeE' es liberado y se puede mover dentro del vidrio [6].

1.3.2 Técnicas de mejoramiento de la fotosensibilidad en fibras ópticas de sílice

Para la formación de rejillas en fibras ópticas estándares para telecomunicaciones, es deseable que estas últimas tengan alta fotosensibilidad, para esto se han hecho diversos estudios con el objeto de entender y aumentar dicha característica. Al aumento de la fotosensibilidad en una fibra también se le llama fotosensibilización. Las técnicas más utilizadas para mejorar la fotosensibilidad de este tipo de fibras son *hidrogenación* y *cepillado con flama*, con las cuales se han obtenido modulaciones del índice fotoinducidas del orden de 10^{-3} y mayores [1].

Hidrogenación. En esta técnica se trata a la fibra con hidrógeno a baja temperatura antes de su exposición a la radiación UV. Las fibras se colocan en hidrógeno gaseoso a temperaturas que van de 20 a 75 °C y presiones de 20 a 750 atm (típicamente 150 atm), lo que resulta en la difusión de moléculas de hidrógeno dentro del núcleo de la fibra. Es posible obtener cambios permanentes del índice de refracción del núcleo de 0.01. Una de las ventajas de la hidrogenación (o carga de hidrógeno) es la fabricación de rejillas en fibras dopadas con germanio o libres del mismo. Además, en las secciones que no son expuestas, el hidrógeno se difunde hacia fuera, dejando pérdidas por absorción despreciables a las longitudes de onda importantes para las ventanas de comunicación óptica. Se han inscrito rejillas en fibras fabricadas con diferentes métodos y se ha llegado a la conclusión de que el aumento en la fotosensibilidad no depende del método de fabricación, sino de las interacciones entre las moléculas de germanio e hidrógeno, junto con las condiciones de exposición a la luz UV.

Cepillado con flama. Este método consiste en *cepillar* la región de la guía de onda a fotosensibilizar con una flama producida con hidrógeno y una pequeña cantidad de oxígeno, para alcanzar una temperatura de alrededor de 1700 °C. A esta temperatura el hidrógeno se difunde dentro del núcleo de la fibra muy rápidamente y reacciona con la sílice dopada con germanio para formar *centros de germanio con déficit de oxígeno* (germanium oxygen deficit centers – GODCs, en inglés), creando una fuerte banda de absorción a 240 nm y haciendo al núcleo de la fibra altamente fotosensible. Este proceso toma aproximadamente 20 minutos. La técnica del cepillado con flama se ha utilizado para incrementar la fotosensibilidad de fibras estándares para telecomunicaciones por un factor mayor que 10, logrando cambios en el índice de refracción mayores a 10^{-3} . La fotosensibilización introducida por este método también se logra con pérdidas despreciables en las ventanas de comunicación óptica.

1.3.3 Técnicas de fabricación de rejillas en fibras ópticas fotosensibles

A continuación se presentan las técnicas principales de fabricación de rejillas en las que se utiliza la fotosensibilidad de las fibras ópticas a la luz ultravioleta. Una clasificación general es por la forma de grabado de las rejillas, que puede ser interna o externa. Como ya se mencionó, las rejillas

grabadas de manera interna no tienen grandes aplicaciones, debido a que funcionan en un rango pequeño de longitudes de onda.

Inscripción interna

Este método lo utilizaron Hill et al. [11] y es el que se describió anteriormente. Se necesita usar un láser monocromático cuya absorción de dos fotones esté en la región ultravioleta, lo cual provoca el cambio en el índice de refracción. La Figura 1.7 ilustra la manera en que se puede llevar a cabo la inscripción de una rejilla en fibra óptica de manera interna.

Un láser de argón ionizado, cuya longitud de onda es de 488 nm (o 514.5 nm), se emplea para irradiar una fibra óptica. Es necesario aislar el láser del haz reflejado para evitar la inestabilidad del primero, por lo tanto la fibra se coloca en un tubo de aislamiento térmico. La luz coherente que se propaga interfiere con una pequeña cantidad de luz reflejada por el extremo terminal de la fibra y se forma un patrón de onda estacionaria; los puntos de alta intensidad modifican el índice de refracción de manera permanente. Sin embargo, sólo se pueden obtener espectros de reflexión útiles cuando las rejillas tienen longitud larga, de unas decenas de centímetros, debido a que el cambio del índice es muy pequeño.

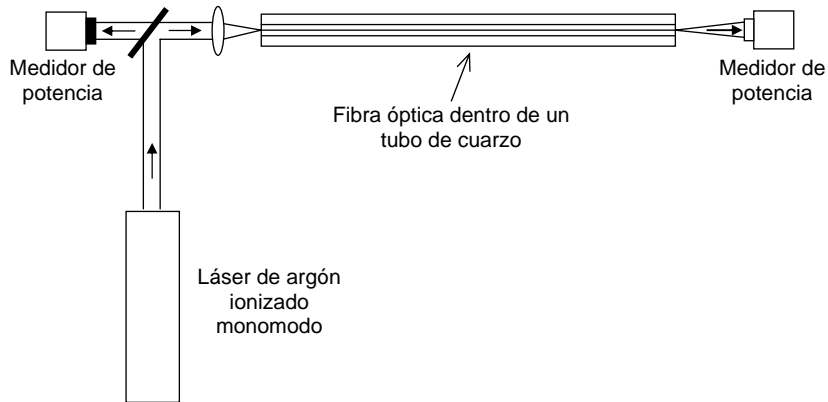


Figura 1.7 Inscripción interna de una rejilla de Bragg.

Técnica de fabricación interferométrica

Esta técnica fue propuesta por Meltz et al. [14] y también es conocida como técnica holográfica transversal. En la Figura 1.8 se ilustra la forma en la que se lleva a cabo el grabado de la rejilla. Un *interferómetro* es un dispositivo en el cual un haz ultravioleta se divide en dos haces utilizando un separador de haces, después estos haces se dirigen a un mismo punto con la ayuda de dos espejos, y con un ángulo entre ellos θ . La longitud de onda de Bragg depende de varios factores de acuerdo a la siguiente expresión [6]

$$\lambda_B = \frac{n_e \lambda_{uv}}{n_{uv} \sin(\theta/2)}, \quad (1.17)$$

donde λ_B es la longitud de onda de Bragg, n_e es el índice efectivo del haz en la fibra, n_{uv} es el índice de refracción de la sílice para la luz UV, λ_{uv} es la longitud de onda de radiación. Teóricamente la longitud de onda de Bragg puede variar de cerca de la longitud de onda de la radiación UV hasta infinito.

La fibra es irradiada por un costado con los dos haces de luz ultravioleta que se intersecan justo en donde es colocada, estos haces interfieren entre sí, produciéndose un patrón que graba una rejilla periódica en el núcleo de la fibra. Sin embargo, las vibraciones mecánicas y las largas trayectorias en el aire pueden causar que la calidad del interferograma cambie en un período de tiempo, limitando su aplicación a exposiciones cortas [6].

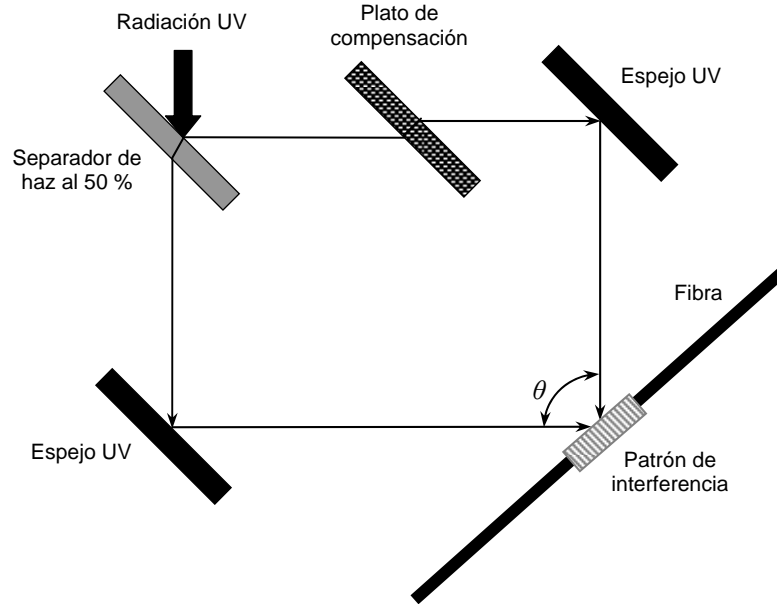


Figura 1.8 Fabricación interferométrica de una rejilla en fibra óptica.

Técnica de máscara de fase

Una máscara de fase es una rejilla de difracción formada por surcos de relieve grabados en un plato de sílice que es transparente a la luz UV. En esta rejilla la razón marca-espacio y la profundidad de los surcos se deben controlar cuidadosamente. Cuando la luz UV incide en la máscara de fase se producirá una difracción de varios órdenes, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Los órdenes de incidencia y difractados deben satisfacer la siguiente ecuación [6]

$$\Lambda_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\left(\sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i \right)}, \quad (1.18)$$

donde Λ_{pm} es el período de la máscara de fase, $\theta_m/2$ el ángulo del orden difractado, λ_{uv} la longitud de onda y θ_i el ángulo del haz UV incidente, como se muestra en la Figura 1.9. Cuando el período de la rejilla cae entre λ_{uv} y $\lambda_{uv}/2$, la onda incidente se refracta sólo en un orden ($m = -1$) y el resto de la potencia permanece en la onda transmitida ($m = 0$).

Si el ángulo de incidencia es cero, el haz UV se divide en los órdenes $m = 0$ y ± 1 . Los órdenes ± 1 producen un patrón de interferencia en el núcleo de la fibra con período Λ_g que depende del ángulo de difracción. O bien, pueden ser dirigidos a un mismo punto con la ayuda de dos espejos paralelos, para producir tal patrón de interferencia cuyo período depende del ángulo de difracción de forma tal que [6]

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}, \quad (1.19)$$

y el período de la máscara se determina por la longitud de onda de Bragg de acuerdo con la siguiente expresión [6]

$$\Lambda_g = \frac{N\lambda_B}{2n_e} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}, \quad (1.20)$$

donde $N \geq 1$ es un entero que indica el orden del período de la rejilla.

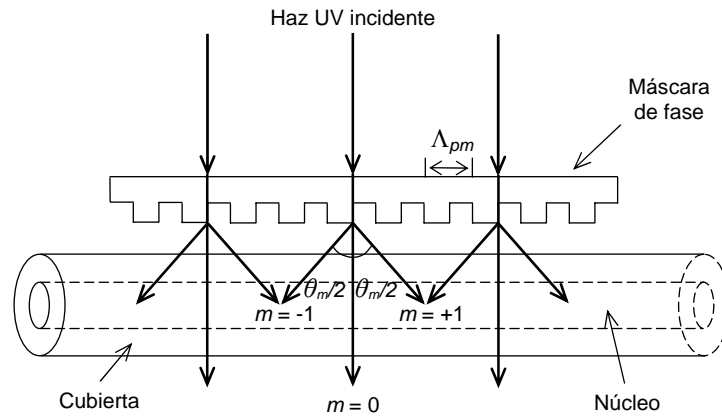


Figura 1.9 Técnica de máscara de fase para inscribir una rejilla en fibra óptica.

El procedimiento de grabado de la rejilla es similar al de un interferómetro si se considera que la máscara sustituye al separador de haces. Pero en este caso es importante que la intensidad del orden cero o transmitido se minimice o que se bloquee por completo.

Fabricación de punto por punto

Esta técnica consiste en inducir cambios en el índice de refracción, correspondientes a los planos de la rejilla, uno tras otro, a lo largo del núcleo de la fibra. Un solo pulso de luz UV se hace pasar a través de una máscara que tiene una rendija, después se usa un lente para enfocar el pulso hacia el núcleo de la fibra desde un costado, tal como se ilustra en la Figura 1.10. De esta manera, la sección irradiada cambia su índice de refracción. Para continuar con el procedimiento la fibra debe trasladarse la distancia correspondiente al período de la rejilla, en dirección paralela al eje de la fibra. El proceso se repite hasta que se ha formado la estructura completa de la rejilla. Es indispensable que el sistema de traslación sea altamente estable y preciso.

Una ventaja importante de la técnica de inscripción punto por punto es la flexibilidad para cambiar los parámetros de la rejilla, tales como la longitud, el período y la respuesta espectral. Por ejemplo, las rejillas de período variable se pueden formar fácilmente con este método si se logra un incremento en la traslación de la fibra cada vez que es irradiada. Se pueden formar rejillas con períodos que van del orden de micrómetros al orden de los milímetros. Además, la energía de los pulsos UV se puede variar en cada punto donde se va a inducir un cambio de índice de refracción, y, por lo tanto, se puede ajustar el perfil del índice de tal forma que se logre la apodización deseada. La desventaja es que se trata de un método tardado, además pueden ocurrir errores de traslación de la

fibra y, por consiguiente, el período de la rejilla puede no ser perfectamente uniforme, limitando la longitud de la rejilla.

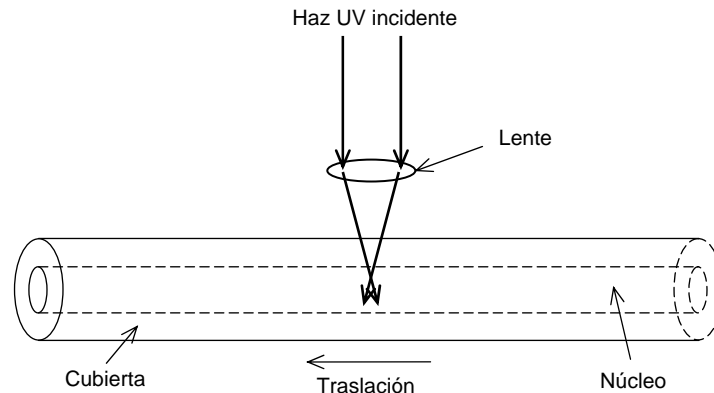


Figura 1.10 Fabricación de una rejilla en fibra óptica por la técnica de punto por punto.

1.3.4 Bandas de excitación para la inscripción de rejillas en fibra óptica

Actualmente se utilizan diferentes bandas de radiación de luz UV para la fabricación de rejillas en fibra óptica. El uso de una banda u otra depende de si la técnica de inscripción es interna o externa, del tipo de tratamiento de fotosensibilización y de los elementos de dopado en el núcleo de la fibra. Para la técnica de inscripción interna se emplea la banda de 488 nm; mientras que para el método de inscripción externa se utilizan las bandas de 157, 193, 240 y 330 nm. La Tabla 1.1 muestra la magnitud del cambio en el índice de refracción para algunos de los procesos de fabricación de rejillas de Bragg en fibra óptica utilizando estas bandas de excitación [1].

Tabla 1.1 Bandas de excitación empleadas actualmente en la inscripción de rejillas en fibra óptica.

Tipo de inscripción	Banda [nm]	Tratamiento de la fibra	Cambio del índice Δn
Interna	488	Dopada con Ge	-
	157	Hidrogenación	2×10^{-4}
	193	Germano silicatos Sílice fundida	1×10^{-3} 5×10^{-5}
Externa	240	SiO ₂ con Ge, alta densidad de potencia UV	1×10^{-2}
	330	Hidrogenación	1×10^{-2}
		Dopada con Ge, B, Er y Ce	1×10^{-4}

1.3.5 Técnicas de fabricación alternativas de rejillas de período largo

Las rejillas de período largo pueden fabricarse con los métodos antes mencionados, haciendo uso de luz UV para irradiar la fibra óptica. No obstante, existen otras técnicas empleadas para inscribir este tipo de rejillas, a continuación se describen las más comunes.

Láser de dióxido de carbono

En este método, propuesto por Davis et al. [15], se emplea el procedimiento de grabado punto por punto, pero ahora la fibra se expone directamente a pulsos generados con un láser de CO₂, éstos tienen una longitud de onda en el espacio libre alrededor de 10.6 μm . Aunque no se utiliza luz UV en este caso, también es posible aumentar la fotosensibilidad de la fibra si se realiza una hidrogenación previa. Pulsos láser con una potencia de aproximadamente 0.5 W y una duración de

unos 300 ms se enfocan en una mancha de 140 μm de diámetro en la posición deseada a lo largo del eje de la fibra. El cambio en el índice de refracción aparentemente se debe a tensiones residuales, a la densificación y a microdeformaciones de la fibra, así como a la formación de enlaces OH cuando la fibra es tratada con hidrógeno [16].

El valor mínimo del período de modulación del índice de refracción en la fibra está limitado por el diámetro de la mancha del láser de CO_2 , el cual a su vez está limitado por la longitud de onda de la luz emitida por el dispositivo. No obstante, esta técnica tiene la ventaja de que los láseres de CO_2 tienen un costo menor que los láseres de luz UV.

Arco eléctrico

La fibra se expone a la acción de un arco eléctrico emitido por un par de electrodos. El movimiento de la fibra y la corriente de entrada a los electrodos deben ser controlados de forma precisa. Se pueden distinguir tres tipos distintos de rejillas fabricadas con esta técnica [17].

1. Rejillas de deformación física: Se forman por microcurvaturas que modifican el diámetro del núcleo y la cubierta, se logran con una corriente de arco moderada (~ 7 mA) y una tensión física se aplica a la fibra. Las rejillas resultantes tienen una alta capacidad de acoplamiento de modos.
2. Rejillas de campo de modo modificado: Su formación se debe a cambios en el núcleo y la cubierta de la fibra por la difusión de dopantes. Estos cambios se obtienen con una corriente más alta que el caso anterior (10 a 16 mA) pero sin aplicar tensión alguna. Las rejillas resultantes realizan acoplamiento débil pero tienen alta resistencia mecánica.
3. Rejillas de índice modulado: Se fabrican con corrientes de arco bajas (3 a 5 mA) con una tensión mínima aplicada a la fibra, la cual ha sido cargada con hidrógeno. La ventaja de estas rejillas es que tienen alta capacidad de acoplamiento y alta resistencia mecánica.

Termo-difusión de un dopante

Esta técnica consiste en provocar térmicamente la difusión de algún dopante del núcleo a la cubierta de la fibra [18]. El nitrógeno tiene un peso atómico relativamente bajo y como dopante se difunde rápidamente en la sílice de la cubierta cuando se eleva la temperatura, produciendo incrementos en el índice de refracción. Para formar una rejilla de período largo entonces se debe emplear un medio para elevar la temperatura de la fibra, así que el uso de un láser de CO_2 o un arco eléctrico es apropiado para este fin. La termo-difusión del nitrógeno se puede iniciar a temperaturas entre 1400 y 1600 $^{\circ}\text{C}$, por tal motivo estas rejillas son mucho más resistentes a la variación de temperatura que las rejillas fotoinducidas convencionalmente. Después se emplea el procedimiento de grabado punto por punto, para lograr el cambio de índice de refracción en los puntos de la fibra apropiados. Es importante notar que este método también puede ser usado con fibras cuyo núcleo contiene impurezas de fósforo en lugar de nitrógeno [19].

Grabado químico

Una rejilla a base de una estructura corrugada puede obtenerse por grabado químico de la cubierta de la fibra [20]. Esta estructura consiste en regiones de la cubierta con un diámetro menor que el diámetro original de la fibra, intercaladas periódicamente, es decir, tienen una variación periódica del diámetro de la cubierta de la fibra. El grabado de la fibra se lleva a cabo usando una solución de ácido hidro-fluórico. Al aplicar cierta tensión a la fibra, la variación periódica del

diámetro provoca una variación de tensión también periódica a lo largo de la estructura, acompañada de un cambio de índice de refracción periódico debido a un efecto fotoelástico.

Inducción mecánica

Por medio de inducción mecánica es posible formar rejillas de período largo en cualquier tipo de fibra óptica. Las rejillas tienen características tales que se pueden emplear por ejemplo, para aplanar la ganancia de amplificadores de fibra dopados con erbio, además de que es posible sintonizar la longitud de onda de resonancia y la intensidad de acoplamiento [21]. El proceso de manufactura se muestra en la Figura 1.11 y se describe de la siguiente manera: Sobre un plato plano se adhiere un arreglo de varillas de grafito de 700 μm de diámetro en paralelo. Encima de las varillas se coloca la fibra óptica y después se coloca otro plato plano, al cual se le aplica presión. Al presionar la fibra entre las varillas de grafito y el plato plano, la fibra se deforma ligeramente debido a la tensión lateral, lo que crea microcurvaturas periódicas en la fibra. Estas microcurvaturas actúan como una rejilla de período largo, acoplado el modo fundamental del núcleo con los modos distintos modos de la cubierta.

El período de la rejilla es proporcional al ángulo de la fibra sobre las varillas de grafito. Para mayores ángulos la longitud de onda de resonancia se recorre a mayores longitudes de onda. Las longitudes de onda de resonancia pueden sintonizarse en un rango de al menos 200 nm con una pérdida baja fuera de las bandas de atenuación. Además, la intensidad de acoplamiento se ajusta modificando la presión. Mientras mayor sea la presión ejercida sobre el plato superior, mayor es la intensidad de acoplamiento. Cuando no se aplica presión, las microcurvaturas de la fibra desaparecen inmediatamente, desapareciendo también las bandas de atenuación en el espectro de transmisión de la rejilla.

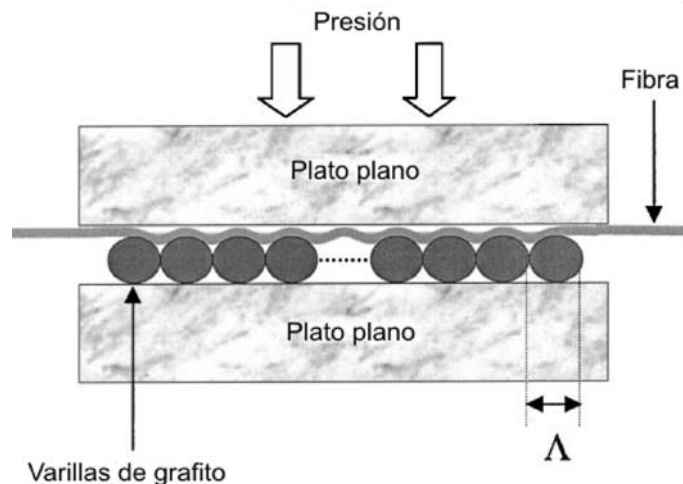


Figura 1.11 Formación de una rejilla en fibra óptica por la técnica de inducción mecánica [21].

Otro método para crear rejillas de período largo por inducción mecánica, es por medio de la aplicación de presión con un resorte espiral sobre la fibra [22]. La fibra óptica se coloca en el fondo de una base de metal con forma de U, después el resorte (hecho de acero) se inserta en la base y un peso se coloca encima del resorte para presionarlo contra la fibra. Esto forma una rejilla cuyo período es igual a la separación de las espirales del resorte. Evidentemente se emplea el mismo principio que en el caso anterior, así que la intensidad de acoplamiento puede ajustarse modificando la presión ejercida por el resorte sobre la fibra. Además, la longitud de onda de resonancia puede

sintonizarse cambiando la separación de las espirales, es decir, estirando o contrayendo el resorte. Pero también se puede cambiar la temperatura ambiental o la temperatura local de la rejilla para modificar la longitud de onda de resonancia.

La inducción de una rejilla de período largo se puede lograr también por medio de tensión inducida en la fibra óptica. En este caso la fibra óptica se puede colocar encima de una base corrugada periódica de silicio, de tal forma que la fibra se adhiera a los relieves periódicos de la base por medio de un proceso de curación, al elevar la temperatura [23]. El proceso de curación produce una tensión compresiva en los puntos de la fibra adheridos a la base corrugada. Pero en las otras regiones de la fibra, la curación produce una tensión expansiva. Este campo periódico de tensión induce una perturbación periódica del índice de refracción y forma la rejilla de período largo. Al aumentar la temperatura de la fibra y la base corrugada las tensiones se relajan, lo que disminuye la intensidad de la perturbación del índice, que a su vez disminuye la intensidad de acoplamiento de la rejilla; es decir, la intensidad de acoplamiento se puede controlar por medio de la temperatura del dispositivo.

1.4 Conclusiones

Se ha hecho un estudio introductorio de la teoría concerniente a las rejillas de difracción, especialmente a las rejillas en fibra óptica. Las características principales y el principio de funcionamiento de las rejillas de difracción clásicas, nos dan una idea general de la posición que ocupan las rejillas en fibra entre otras rejillas de difracción.

La comprensión de los principios de operación de las rejillas en fibra óptica es indispensable para entender conceptos como acoplamiento modal, reflexión, transmisión y apodización, los cuales son de uso común en el área de las rejillas. También es importante conocer los diferentes tipos de rejillas en fibra óptica que existen en la actualidad, sus características y aplicaciones dentro de las telecomunicaciones y la instrumentación. El estudio de la fotosensibilidad en las fibras ópticas es primordial, porque este fenómeno todavía es el más usado para formar rejillas. Aunque hasta la fecha no se ha entendido por completo qué es lo que provoca la fotosensibilidad, se han propuesto algunas teorías que explican de cierta forma los resultados experimentales obtenidos y, de esta manera, se ha podido mejorar la fotosensibilidad de los materiales que se utilizan para la fabricación de fibras ópticas y guías de onda. No menos importante es el estudio de las técnicas de fabricación de rejillas en fibra óptica, pues de éstas dependen diversas características físicas y ópticas de las rejillas.

Uno de los objetivos del presente proyecto es encontrar modelos matemáticos que permitan un análisis más exacto y general de las características de las rejillas en fibra óptica, para su posterior simulación y síntesis eficiente. Por lo tanto, se estudiarán exhaustivamente los métodos para este fin y posteriormente se podrán desarrollar nuevos modelos. Para la modelación de las rejillas puede ser necesario considerar varios factores, tales como la tecnología de fabricación y la calidad de inscripción, el tipo de fotosensibilidad, su dependencia de los materiales con los que está hecha la fibra, el tratamiento previo de la fibra, la apodización y el tipo de rejilla que se desea modelar.

CAPÍTULO 2

PRINCIPIOS DE DISEÑO DE REJILLAS EN FIBRA ÓPTICA Y DISPOSITIVOS BASADOS EN LAS MISMAS

Para realizar el diseño de rejillas en fibra óptica, primero es necesario llevar a cabo el estudio del *análisis* de éstas y así derivar expresiones analíticas que describan su comportamiento y provean las características de la respuesta espectral. Para este fin se han empleado diferentes métodos teóricos, los cuales se han comprobado con resultados experimentales. Una vez que se cuenta con el análisis, es posible realizar el proceso inverso, es decir, la *síntesis* de rejillas en fibra óptica, el cual nos ayuda a obtener los valores apropiados de los distintos parámetros de las rejillas que nos proporcionan una respuesta espectral deseada.

Por otra parte, en la actualidad existe una gran variedad de dispositivos hechos a base de rejillas en fibras ópticas, que son utilizados en comunicaciones ópticas y sistemas de medición. Se pueden clasificar los dispositivos ópticos como activos y pasivos, la diferencia entre éstos es que en los primeros se requiere de una alimentación o control externos. El presente proyecto trata problemas de diseño de dispositivos ópticos pasivos y parcialmente de dispositivos activos (los que requieren control), excluyendo los que requieren alimentación, con el objeto de reducir el campo de investigación.

2.1 Estado del arte en el análisis de las rejillas en fibra óptica

Desde que se descubrió la propiedad de fotosensibilidad en las fibras ópticas y se empezaron a fabricar las primeras rejillas de Bragg en fibra óptica, se inició un amplio estudio teórico y práctico sobre el análisis de estos dispositivos. Se utilizaron métodos existentes y se desarrollaron algunos más para la obtención de las características de respuesta espectral en amplitud, fase y polarización, a partir de parámetros tales como amplitud, fase y período de modulación del índice de refracción, así como longitud de la rejilla [1-4]. A su vez, esto ha permitido el desarrollo de estructuras de rejilla más complejas, como las mencionadas en las Secciones 1.2.4 y 1.2.5. A continuación se expone una breve descripción de los distintos enfoques para el análisis y la simulación del comportamiento de las rejillas, cada método ofrece una vista particular de la interacción de los campos electromagnéticos dentro de las rejillas.

2.1.1 Teoría de modos acoplados

En la teoría de modos acoplados los campos dentro de la estructura de la rejilla, obtenidos por la perturbación conveniente de los campos en la guía de onda, se relacionan por medio de ecuaciones diferenciales de acoplamiento. En general se tiene un conjunto de ecuaciones de acoplamiento que considera la interacción entre todos los modos que se pueden propagar en una guía de onda. Sin embargo, se pueden hacer simplificaciones para reducir este conjunto de ecuaciones y suponer que el acoplamiento sólo es relevante entre dos modos, ya sea de propagación en la misma dirección o de propagación en direcciones contrarias. Las rejillas con amplitud y período de modulación del índice de refracción constantes, tienen una solución analítica para sus ecuaciones de acoplamiento. Pero para el caso más general se requiere la solución numérica de las ecuaciones diferenciales de

acoplamiento, ya que las soluciones analíticas son posibles sólo para rejillas uniformes, es decir, con perturbaciones periódicas uniformes [5].

Un ejemplo de la solución numérica es el realizado por Kogelnik para cubrir estructuras casi periódicas [6]. En este trabajo el par de ecuaciones diferenciales de acoplamiento se reduce a una sola ecuación diferencial de Riccati, la cual puede resolverse por métodos numéricos probados tal como el método Runge-Kutta. Por otra parte, una rejilla compleja se puede considerar como la concatenación de varias secciones pequeñas, cada una con período y amplitud de la modulación del índice de refracción constantes. De esta manera, la modelación de las características de transferencia de las rejillas se vuelve algo relativamente sencillo, y la aplicación del método de la matriz de transferencia o fundamental provee una técnica clara y rápida para analizar estructuras más complicadas [7].

2.1.2 Método de la matriz fundamental

El método de la matriz fundamental (matriz F), también conocido como método de la matriz de transferencia, está basado en la teoría de modos acoplados. La rejilla se divide en secciones, cada una con una longitud mucho mayor que el período de modulación del índice de refracción más grande. La variación del índice dentro de cada una de estas secciones es tal que pueden considerarse pequeñas rejillas uniformes. Cada sección se describe por una matriz fundamental, cuyos elementos se obtienen resolviendo el conjunto de ecuaciones diferenciales de acoplamiento, sujetas a las condiciones de frontera apropiadas. La estructura completa se caracteriza por una matriz global, obtenida como el producto de las matrices individuales [5]. En el Capítulo 3 se presenta una explicación detallada de este método, pero también se puede consultar el trabajo de Yamada y Sakuda [8]. Este método es apropiado para estructuras uniformes y no uniformes, así como para rejillas largas.

2.1.3 Método del índice efectivo

El método del índice efectivo es una de las técnicas asociadas con el método de propagación de haces (beam propagation method – BPM, en inglés) que modela ondas guiadas en forma vectorial. Según este método, la rejilla se divide en secciones, cada una de longitud mucho menor que el valor más pequeño del período de modulación del índice. Los campos se calculan dentro de cada sección, bajo la suposición de que su índice de refracción efectivo permanece constante. Los campos eléctricos en cada sección son igualados en impedancia a aquéllos de las secciones precedente y subsecuente, obteniendo como resultando una matriz de relación entre los campos de las partes inicial y final de cada sección. Se obtiene una matriz global a partir de la multiplicación de las matrices individuales de sus secciones, la cual caracteriza a la rejilla completa [5]. Una descripción más detallada del método del índice efectivo, combinado con la matriz de impedancias igualadas, puede encontrarse en el trabajo realizado por Winick [9]. Esta técnica es especialmente apropiada para rejillas de óptica integrada, donde la longitud máxima de la estructura es del orden de unos milímetros. Puede requerir tiempo de cómputo excesivo para rejillas de longitud en el rango de centímetros, debido a que se necesita un número mucho mayor de secciones que componen la rejilla en comparación con el método de la matriz fundamental.

2.1.4 Técnicas menos utilizadas

Extensión del método de Rouard

Este método fue propuesto por Weller-Brophy y Hall [10] y es una adaptación del enfoque de Rouard, el cual es una técnica computacional usada en diseño de película delgada. A diferencia de los métodos basados en la teoría de modos acoplados, esta técnica no requiere la solución de un conjunto de ecuaciones de acoplamiento complicadas. En su lugar se usan las características básicas de la rejilla en un procedimiento recursivo sencillo, para calcular las características de respuesta de la rejilla [10]. El método está basado en el cálculo de los campos reflejados y transmitidos en la interfaz entre dos bloques dieléctricos con índices de refracción distintos. La reflexión y la fase equivalentes de cada bloque entonces reemplazan al bloque en sí mismo. La respuesta de reflexión y fase de un solo período se evalúa con la ayuda de un método matricial. Alternativamente, en lugar de utilizar la reflexión y la fase equivalentes, se pueden usar los coeficientes de reflexión y transmisión del campo de un solo período, empleando la solución analítica de una rejilla con período y amplitud de modulación del índice de refracción uniformes, como se describió en los métodos anteriores [7]. Se puede utilizar para rejillas con modulación del índice de refracción de forma arbitraria (no necesariamente sinusoidal, también rectangular u otra), ya sea periódica o no periódica, y puede manejar efectos de saturación de la modulación del índice de refracción. Pero la desventaja de la técnica de Rouard es el largo tiempo de computación y el rango dinámico limitado debido a errores de redondeo.

Método de tiempo discreto

Está basado en procesamiento digital de señales (digital signal processing – DSP, en inglés). Esta formulación incluye todas las pérdidas por reflexiones múltiples, esparcimiento y absorción, y como tal, constituye una descripción exacta de las rejillas [5]. Este método fue desarrollado por Frolik y Yagle. Para su desarrollo se utilizó el método de la matriz de transferencia para la discretización del problema y la formulación discreta de la técnica de Gel'fand-Levitan-Marchenko para el esparcimiento inverso (ver el método basado en la solución de estas ecuaciones en la Sección 2.2.2). La rejilla periódica en la guía de onda se modela como un dieléctrico en capas, que permite la formulación para DSP del problema de esparcimiento directo e inverso. Se demuestra que esta formulación del esparcimiento directo es equivalente al método del índice efectivo [11]. Se aplica en el análisis de rejillas periódicas con ganancia o pérdida y tiene como ventajas el poder emplear algoritmos rápidos para: a) analizar la respuesta espectral de las rejillas con una estructura arbitraria y, b) el problema inverso de la determinación de la estructura de la rejilla a partir de su respuesta espectral. Sin embargo, este método tiene la desventaja de que sólo puede aplicarse para rejillas con perfil rectangular de la modulación del índice, además el algoritmo se vuelve lento al aumentar la longitud de la rejilla.

Análisis WKB de rejillas de Bragg no uniformes

Se utiliza un análisis Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) para obtener aproximaciones semianalíticas del espectro de reflexión para rejillas de Bragg no uniformes [12]. Es esencialmente un análisis estándar de la amplitud que varía lentamente, complementado con un procedimiento para igualar los campos a través de los puntos de cambio entre las regiones de propagación (cuando la longitud de onda incidente está fuera de la banda de reflexión) y de evanescencia (cuando la longitud de onda incidente está dentro de la banda de reflexión). Se analizan tres efectos en este método. El primero es la *barrera de túnel* (efecto estudiado en mecánica cuántica) a través de las

regiones de evanescencia. La relación entre las ondas incidente, reflejada y transmitida se puede describir por una matriz de transferencia. El segundo efecto es la propagación simple a través de las regiones de la rejilla donde la onda está fuera de la banda de reflexión local (regiones de propagación). Esto se describe por una segunda matriz de transferencia. El último efecto es la reflexión en los extremos de una rejilla finita, el cual se describe por una tercera matriz de transferencia. El efecto total de la rejilla está dado por el producto de las tres matrices de transferencia. Para una descripción detallada del método WKB se puede consultar [13]. Se emplea para rejillas de Bragg no uniformes. Entre sus ventajas se puede mencionar que para algunas estructuras se obtienen aproximaciones analíticas precisas para el espectro de reflexión. En otros casos, aunque las soluciones se encuentran numéricamente o se aproximan con otras funciones, el cálculo es mucho más rápido que con la solución de las ecuaciones de modos acoplados. Los resultados del método WKB aíslan e identifican los aspectos de la rejilla que están asociados con varios aspectos del espectro de reflexión, dando un entendimiento más profundo de las rejillas no uniformes. No obstante, el método no es apto para rejillas con acoplamiento fuerte ni con variaciones rápidas en el período y la profundidad de modulación del índice de refracción, además la adaptación para analizar rejillas de período largo no es trivial.

Formulación hamiltoniana para ecuaciones de ondas acopladas

En este método las ecuaciones de acoplamiento son tratadas con una formulación hamiltoniana de mecánica clásica, es decir, se hace una analogía de las ecuaciones de acoplamiento con un análisis de mecánica clásica. La formulación hamiltoniana describe las funciones envolventes (amplitudes complejas) del campo eléctrico en un láser de retroalimentación distribuida (distributed feedback – DFB, en inglés). Permite calcular los valores propios de las ecuaciones de acoplamiento por el método del elemento finito [14]. Los valores propios son definidos como una combinación de la ganancia de umbral y la desintonización de la rejilla. Este método es útil para analizar estos dispositivos láser. Sin embargo, no proporciona la respuesta espectral completa; además, resultaría más complejo que la teoría de modos acoplados si se adaptara para el análisis de simples rejillas uniformes o no uniformes.

Técnica variacional para rejillas no uniformes y láseres de retroalimentación distribuida

En este método se proporciona una fórmula *variacional* para las frecuencias características de una rejilla. Este resultado variacional se usa como base para un algoritmo numérico de elementos finitos y así determinar las frecuencias características de cualquier rejilla arbitraria. Las frecuencias características son las frecuencias (o desintonizaciones) para las cuales la reflexión de una rejilla uniforme es exactamente cero. Un comportamiento similar ocurre con rejillas no uniformes si la ganancia o pérdida es incluida. También existe un segundo conjunto de frecuencias características, para las cuales la rejilla es resonante, es decir, la reflexión es infinita (sólo en presencia de ganancia). El espectro de reflexión de una rejilla arbitraria se puede reconstruir a partir de estas frecuencias características. Además se pueden obtener aproximaciones extremadamente precisas incluyendo sólo las frecuencias características que están próximas a las frecuencias de interés. La descripción detallada se encuentra en [15]. Esta técnica se emplea para rejillas no uniformes y para láseres de retroalimentación distribuida. Tiene las ventajas de proveer un algoritmo numérico eficiente y preciso; también algunos resultados analíticos, los cuales pueden proporcionar una vista más profunda del comportamiento de rejillas no uniformes que la que se puede obtener únicamente de los resultados numéricos. Sin embargo, tiene la desventaja de que sólo se obtienen aproximaciones de las frecuencias características y del espectro de reflexión. Para determinar

exactamente las frecuencias características se requiere la solución numérica de las ecuaciones de modos acoplados.

Análisis de ondas Bloch

La teoría de ondas Bloch es un enfoque con el cual se analiza el comportamiento del campo electromagnético en medios con perturbaciones periódicas, este enfoque en principio es exacto pues se desarrolla resolviendo la ecuación de onda de los modos TE y TM. Para el caso de medios con perturbaciones no periódicas (rejillas no uniformes) es posible llevar a cabo un análisis aproximado. Así como las ondas planas son los modos naturales cuando el medio de propagación es el espacio libre, las ondas Bloch son los modos propios en la propagación a través de rejillas en guías de onda. Es importante comparar las filosofías de las teorías de modos acoplados y de ondas Bloch. La última requiere primero la solución de la relación de dispersión para obtener el conjunto completo de los modos normales permitidos para la rejilla. Los modos, que son excitados por igualamiento con el espectro de la onda plana incidente junto con las fronteras, son identificados después. La teoría de modos acoplados intenta una solución en una sola etapa, cuya interpretación puede ser difícil [5]. Además, el análisis de ondas Bloch proporciona una imagen clara de la dispersión y microestructura del campo electromagnético [4]. Una descripción más amplia puede encontrarse en [3,4]. Para rejillas uniformes, a diferencia de los métodos antes mencionados, el análisis exacto se obtiene con la teoría de ondas Bloch; y en el caso de rejillas no uniformes se llega a una solución aproximada, que puede ser calculada numéricamente utilizando una extensión del enfoque de ondas Bloch [4]. La desventaja de este enfoque es que, en el caso de rejillas no uniformes, el análisis se vuelve complicado, en comparación con la teoría de modos acoplados.

2.2 Estado del arte en la síntesis de rejillas en fibra óptica

Además del problema de análisis descrito anteriormente se tiene el problema inverso, es decir, la síntesis de rejillas en fibra óptica, que consiste en la obtención de valores óptimos para los parámetros de la rejilla a partir de una característica de respuesta deseada. El desarrollo de métodos para síntesis de rejillas en fibra óptica es relativamente reciente, por esta razón existen pocos, y en su mayoría son de alta complejidad, especialmente cuando se trata de sintetizar dispositivos con parámetros que son variables.

Las rejillas de período largo cada vez tienen una mayor presencia en aplicaciones tales como filtros [16,17], compensadores de dispersión [18], ecualizadores de ganancia para amplificadores en fibra dopada con erbio (erbium-doped fiber amplifiers – EDFAs, en inglés) [19], sensores de varios tipos [20-22], entre otras. Una de sus ventajas importantes, con respecto a las rejillas de Bragg, es que su fabricación es un proceso más sencillo y por consiguiente de menor costo. Además, presentan baja retro-reflexión y alta sensibilidad en aplicaciones de instrumentación [21]. Sin embargo, los trabajos de síntesis principalmente se han enfocado en rejillas de Bragg, por lo tanto es necesario desarrollar métodos de síntesis correspondientes para rejillas de período largo. Es posible modificar algunos de los existentes para aplicarlos en rejillas de período largo, pero estas modificaciones no son sencillas, ya que se debe considerar la diferencia entre los modelos matemáticos de ambas clases de dispositivos. Como se puede advertir en la literatura, este campo de investigación aun está abierto.

Hasta la fecha se han aplicado varios métodos para lograr la síntesis de rejillas, cada uno de ellos tiene propiedades importantes que se deben considerar para su evaluación y su elección. Los

métodos de síntesis, desarrollados en principio para las rejillas de Bragg, se pueden clasificar de la siguiente manera:

1. Métodos de esparcimiento inverso
 - a) Técnica de la transformada de Fourier
 - b) Métodos integrales
 - c) Métodos diferenciales
2. Representaciones tiempo-frecuencia
3. Métodos de optimización
 - a) Algoritmos genéticos
 - b) Algoritmos de temple simulado (simulated annealing, en inglés)

2.2.1 Técnica de la transformada de Fourier

Uno de los primeros enfoques empleados en la síntesis de rejillas es la aproximación de la técnica de la transformada de Fourier [23], la cual considera que el perfil de índice de refracción $n(z)$ de la rejilla de Bragg está relacionado con el coeficiente de reflexión $\rho(\lambda)$, a través de la transformada de Fourier. Se pueden emplear tres aproximaciones distintas de esta relación. La primera de ellas es conocida como primera aproximación de Born (o aproximación de Born de primer orden), pero es imprecisa cuando la reflexión es alta, debido a que no se consideran reflexiones múltiples dentro de la rejilla. La segunda fue propuesta por L. Sossi. Y la tercera, conocida como renormalización no lineal, fue introducida por C. H. Greenewalt et al. Estas dos últimas proporcionan resultados más precisos. Sin embargo, siendo un método aproximado, no es aplicable para casos en los que se requieren reflexiones altas. Además, en general, no preserva la información de la fase de los modos y no es apropiado cuando se requiere diseñar rejillas muy complejas.

2.2.2 Métodos integrales

Song y Shin adaptaron un método de esparcimiento inverso exacto. Consiste en la resolución de las ecuaciones integrales de Gel'fand-Levitan-Marchenko (GLM), que aparecen en mecánica cuántica [24]. Estas ecuaciones integrales pueden reducirse a un sistema de ecuaciones lineales simultáneas algebraicas, las cuales pueden resolverse numéricamente si el coeficiente de reflexión se expresa como una función racional de la longitud de onda. Las ecuaciones integrales GLM también han sido aplicadas para problemas de esparcimiento inverso, donde el sistema de esparcimiento es modelado con un par de ecuaciones de acoplamiento. Song y Shin mostraron que las ecuaciones integrales GLM para el caso de modos acoplados también se reducen a un conjunto de ecuaciones lineales simultáneas algebraicas, y que éstas pueden ser resueltas numéricamente para coeficientes de reflexión racionales. El hecho de tener que expresar al coeficiente de reflexión como una función racional representa una restricción importante del método, ya que en la mayoría de las situaciones prácticas es difícil llegar a una función racional de este coeficiente. Esta limitación fue superada con la solución directa de las ecuaciones integrales GLM por medio de métodos numéricos que realizaron Papachristos y Frangos [25]. Sin embargo, la complejidad del sistema de ecuaciones integrales repercute en una baja eficiencia computacional del método; además, debido a que el método GLM es en principio exacto, éste produce una rejilla de longitud infinita. Los inconvenientes antes mencionados fueron disminuidos con un algoritmo iterativo propuesto por Peral, Capmany y Martí [26]; el método está basado en una serie de integrales múltiples que describen múltiples reflexiones dentro de la rejilla. Pero tiene la desventaja de que se obtiene una solución aproximada cuya precisión depende del número de iteraciones ejecutadas, además de que

es un algoritmo deficiente pues su complejidad aumenta en mayor proporción con el número de puntos de la rejilla, comparado con otros métodos [27].

2.2.3 Métodos diferenciales

Asimismo, dentro de las técnicas de esparcimiento inverso, existe otro método en el cual se considera que la rejilla está formada de capas, por las cuales las ondas se propagan. El método se basa en argumentos causales y se trata al medio de forma recursiva capa tras capa, por tal motivo se le conoce como método de *pelado de capas* (layer peeling, en inglés) o también como método de *esparcimiento inverso diferencial* [27-29]. El algoritmo básicamente consiste en lo siguiente: En el extremo inicial de la rejilla se aplican condiciones de frontera apropiadas, para rejillas de Bragg la amplitud del modo incidente es $R(0,\delta) = 1$ y la amplitud del modo reflejado es el coeficiente de reflexión deseado $S(0,\delta) = \rho(\delta)$. Después se calcula el coeficiente de acoplamiento $\kappa(0)$ que satisfaga estas condiciones y los campos se propagan a la siguiente capa. Esta propagación es en esencia el cálculo directo y se puede llevar a cabo por integración numérica de las ecuaciones de acoplamiento o por el método de la matriz de transferencia, considerando que la capa tiene un grosor Δz . En este punto se tiene una situación similar a la del principio, ya que el la primera capa ha sido eliminada, pero su efecto está considerado en las amplitudes de los modos al inicio de la segunda capa, es decir, $R(\Delta z,\delta)$ y $S(\Delta z,\delta)$. El proceso continua hasta el final de la rejilla, el cual se encuentra cuando se cumple la condición $S(L,\delta) = 0$, donde L es la longitud total de la rejilla.

El método de pelado de capas tiene dos variantes: 1. Pelado de capas discreto (discrete layer peeling – DLP, en inglés) [27], está basado en una discretización de la misma rejilla, es decir que la rejilla es aproximada con una serie de secciones discretas uniformes. 2. Pelado de capas continuo (continuous layer peeling – CLP, en inglés) [28], en este caso el proceso de acoplamiento es tratado de manera continua, pero la discretización se introduce en el cómputo del coeficiente de acoplamiento y la propagación de los campos.

Esta manera de atacar el problema inverso reduce sustancialmente el tiempo de cómputo en comparación con los métodos integrales, pues su complejidad es menor; además tiene mayor versatilidad ya que se puede emplear para diseñar rejillas con estructuras complejas. El algoritmo DLP es significativamente más rápido y más estable que el algoritmo CLP debido a la discretización previa que se hace de la rejilla, mientras que el segundo (CLP) puede ser más flexible [29].

2.2.4 Representaciones tiempo-frecuencia

Por otra parte, se ha propuesto otro enfoque para la síntesis de rejillas de Bragg, el cual está basado en representaciones de tiempo-frecuencia [30,31]. En este caso es posible utilizar el coeficiente de reflexión en función de la frecuencia o la respuesta al impulso (transformada inversa de Fourier del coeficiente de reflexión) de la rejilla, para obtener una reconstrucción del período y la longitud del dispositivo. Como sólo se obtienen estos parámetros, el método no es de gran complejidad y es apropiado en aplicaciones de medición distribuida de tensión y temperatura. Sin embargo, tiene la desventaja de no proveer información sobre la amplitud de la modulación del índice de refracción; por lo tanto su aplicación es restringida.

2.2.5 Algoritmos genéticos

Son algoritmos que simulan el proceso natural de evolución para encontrar una solución óptima [32]. Se crea una población de *individuos* (soluciones potenciales del problema de síntesis) de manera aleatoria, cada individuo está formado por las variables (parámetros) que conforman la

solución. Después, estos individuos se *combinan* entre sí (se combinan sus variables) y también pueden sufrir *mutaciones* (pequeños cambios en alguna o algunas de las variables), para crear una nueva generación de individuos, que se espera se aproxime más a una solución deseada. El grado de aproximación de un individuo a la solución deseada, se mide con una *función de error* o *función objetivo*. Para producir la nueva generación se *selecciona* cierto número de individuos cuyas funciones de error entreguen los valores más pequeños. Este proceso se repite hasta que se encuentra la solución deseada, es decir, el error es lo suficientemente pequeño para ser despreciable, o hasta que se ha procesado el máximo número de generaciones. Los algoritmos genéticos simples contienen tres operadores básicos: selección, reproducción y mutación. Otros algoritmos más complejos además contienen otro tipo de operadores.

Para la síntesis de rejillas de Bragg, Skaar y Risvik propusieron el uso de un algoritmo genético (AG) de *codificación binaria* (las soluciones potenciales se representan por números binarios), junto con el cálculo del coeficiente de reflexión $\rho(\delta)$ de la rejilla de Bragg por el método de Runge-Kutta [33]. Los autores redujeron el par de ecuaciones de acoplamiento a una sola ecuación de Riccati; sin embargo, hay que notar que esta reducción sólo puede llevarse a cabo cuando se trata de rejillas casi periódicas [6]. Otro trabajo relacionado es el realizado por Cormier et al. [34], en éste se aplicó un AG de *codificación real* (las soluciones potenciales son representadas con números decimales reales), en conjunto con la matriz fundamental F, para poder diseñar rejillas con estructuras más complejas, ya que es posible dividir a la rejilla en cierto número de secciones, cada una caracterizada por una matriz F y en la cual los parámetros se consideran uniformes. El método está enfocado sólo en la magnitud del espectro de reflexión, sin considerar la respuesta de fase; además, para aumentar la precisión en el proceso de síntesis, es necesario incrementar el número de secciones, lo que provoca un aumento en el tiempo de cálculo computacional. La desventaja de los AGs es que requieren un tiempo largo para realizar la síntesis, ya que procesan una población de soluciones potenciales en paralelo en cada generación.

2.2.6 Algoritmos de temple simulado

Los algoritmos de temple simulado (simulated annealing – SA, en inglés) están basados en la analogía de la simulación del temple de sólidos. En física de masa condensada, la disminución paulatina de la temperatura permite que los átomos de metales fundidos se acomoden en estados de baja energía de un entramado correspondiente y formen una estructura cristalina regular. La descripción general de los algoritmos es la siguiente: Se crea una solución potencial con valores de sus variables (parámetros) generados aleatoriamente, dentro de rangos previamente definidos. Esta solución se evalúa con una *función de energía* (análoga a la función objetivo), cuyo resultado se establece como el óptimo. Después se modifica ligeramente el valor de la primera variable y se calcula nuevamente la función de energía; si ésta es menor que la función de energía de la solución anterior, la solución actual se establece como óptima; en caso contrario la solución actual se establece como óptima sólo si un número aleatorio entre 0 y 1 es mayor a cierta probabilidad, que depende de un parámetro de control llamado *temperatura*. La primera variable se vuelve a modificar y se repite el procedimiento anterior hasta que todo el rango de la primera variable ha sido recorrido por completo. Luego se realiza el mismo procesamiento con las variables restantes. La primera iteración del algoritmo se completa una vez que se han procesado todas las variables de la solución. La temperatura se reduce ligeramente y comienza la segunda iteración. Cuando se ha realizado el número predefinido de iteraciones, el algoritmo termina y se obtiene la solución óptima, es decir con un valor mínimo de la función de energía.

Recientemente se han aplicado algoritmos de temple simulado para realizar la síntesis de rejillas de Bragg [35,36]. Como se puede advertir, estos algoritmos tienen ciertas similitudes con los AGs, también realizan la búsqueda de una solución óptima; pero solamente crean una solución potencial al inicio, que es procesada en cada iteración. La solución es evaluada de forma similar, es decir, con una función de energía. Esta función puede tener varios mínimos locales y un mínimo global. La finalidad de estos métodos es encontrar dicho mínimo global. Puesto que los algoritmos SA sólo procesan una solución a la vez, resultan más rápidos que los AGs, pero esto también aumenta la probabilidad de que converjan a un mínimo local, reduciendo su precisión [32].

En algunos casos es deseable tener una forma de dar peso a los requerimientos de la respuesta espectral, es decir, establecer qué característica de la respuesta es más importante que las demás. Por ejemplo, cuando se sintetiza un filtro de banda de paso, puede haber un interés mayor en obtener una respuesta de fase lineal que en obtener una respuesta de magnitud de forma rectangular, porque la dispersión puede ser un parámetro primordial. De los métodos de síntesis descritos anteriormente, sólo los de optimización (AG y SA) cuentan con esta ventaja. Además, estos métodos de optimización proporcionan completa libertad en la elección de los métodos matemáticos de análisis necesarios para el cálculo de la respuesta espectral, y la posibilidad de obtener soluciones óptimas dentro de las limitaciones tecnológicas para la fabricación de las rejillas.

2.2.7 Síntesis de rejillas de período largo en fibra óptica

Hasta la fecha los estudios de síntesis dedicados a las rejillas de período largo han sido muy escasos. Se pueden mencionar los trabajos siguientes: 1. Wang y Erdogan adaptaron el algoritmo de pelado de capas para poder realizar la síntesis de rejillas de período largo, esta adaptación no es trivial debido a las diferentes características de filtrado de cada uno de los tipos de rejillas [37]. 2. Feced y Zervas emplearon el algoritmo de pelado de capas modificado para el diseño de acopladores de modos co-direccionales, basados en rejillas de período largo [38]. 3. Chern y Wang utilizaron el método GLM para la solución del problema inverso, y un AG para la optimización de la solución encontrada y la compensación de discrepancias entre el espectro deseado y el espectro determinado con el método GLM. El trabajo está enfocado a rejillas de período largo binarias, es decir, rejillas que tienen una modulación del período de forma rectangular [39]. 4. Lee y Lai realizaron la síntesis de una rejilla de período largo para aplanar la ganancia de un amplificador EDFA por medio de programación evolutiva (evolutionary programming – EP, en inglés) [40]. El algoritmo empleado en este trabajo es muy similar a los algoritmos genéticos, la diferencia básica es que el primero carece de un operador de recombinación, así que es más rápido que los algoritmos genéticos. Sin embargo, esto puede reducir la probabilidad de encontrar el mínimo global de la función de error.

Como se puede notar, la investigación sobre síntesis de rejillas en fibra todavía no llega a la madurez necesaria para establecer métodos estándares, particularmente para las rejillas de período largo.

2.3 Algoritmos genéticos como método de solución de problemas en ingeniería

En los últimos años los sistemas empleados para resolver problemas basados en los conceptos de evolución han ganado gran atención, a este tipo de sistemas se les suele llamar *Programas Evolutivos* porque evalúan un conjunto de soluciones potenciales, realizando una selección de dichas soluciones de acuerdo a su *aptitud* y empleando ciertos operadores *genéticos*. Para un mismo problema específico se pueden desarrollar distintos programas evolutivos, pues éstos pueden

representar a las soluciones con diferentes estructuras, emplear diversos operadores genéticos, tener parámetros diferentes, tales como el tamaño de la población o las probabilidades de aplicar los distintos operadores, y crear una población inicial de una forma particular.

2.3.1 Descripción de los algoritmos genéticos

En los algoritmos genéticos se emplea el vocabulario de la genética. Una solución del problema se conoce como un *genotipo*, *individuo* o *estructura*, que en general está compuesta de un solo *cromosoma*, por esta razón también se le conoce como cromosoma. Cada cromosoma consta de cierto número de *genes* que representan los parámetros de la solución. Se aplica un proceso de evolución sobre una población de cromosomas, este proceso consiste en la búsqueda de soluciones potenciales, dicha búsqueda requiere explotar las mejores soluciones y explorar el espacio de búsqueda [32]. En cada generación de este proceso de evolución, las mejores soluciones se reproducen, mientras que las peores se eliminan. Para evaluar cuáles soluciones son mejores o peores se emplea una función objetivo, la cual corresponde al *medio ambiente* dentro del contexto de la genética.

En cierta iteración cada cromosoma se evalúa para medir su aptitud. Después, en la siguiente iteración, se crea una nueva población eligiendo a los individuos más aptos. Algunos miembros de esta nueva población sufren ciertas modificaciones debidas a la combinación de los mismos y a la mutación, resultando en nuevas soluciones. Por una parte, la combinación mezcla elementos de dos individuos padres para formar un número de descendientes similares, intercambiando segmentos correspondientes de los padres. Por otra parte, la mutación produce un cambio aleatorio en los genes de algún individuo escogido por un proceso también aleatorio con cierta probabilidad de mutación. La mutación aumenta la diversidad en la población, lo que ayuda a evitar la convergencia a un mínimo local de la función objetivo. El procedimiento general realizado por el algoritmo genético se resume en el diagrama de flujo que se muestra en la Figura 2.1.

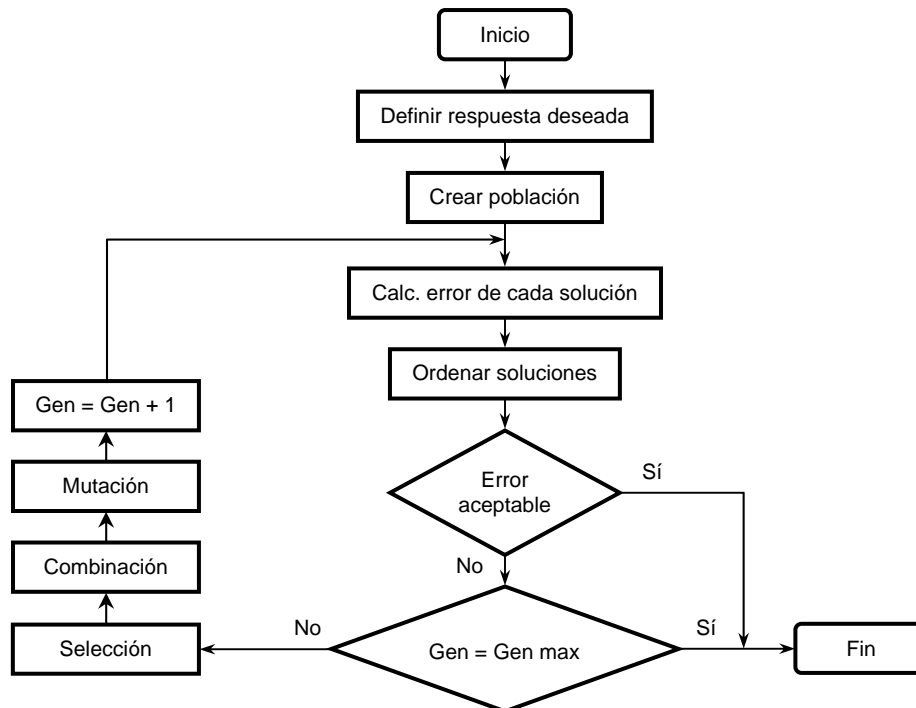


Figura 2.1 Diagrama de flujo general del algoritmo genético.

Un algoritmo genético para un problema particular debe tener los siguientes cinco componentes [32]:

1. Una representación genética para las soluciones potenciales del problema.
2. Una manera de crear una población inicial de soluciones potenciales.
3. Una función de evaluación que toma el papel del medio ambiente, calificando a las soluciones en términos de su aptitud.
4. Operadores genéticos que alteran la composición de los hijos.
5. Valores para varios parámetros que el algoritmo genético usa (tamaño de población, probabilidades de aplicación de los operadores genéticos, etc.).

2.3.2 Problemas de ingeniería posibles de resolverse con algoritmos genéticos

Existe una gran cantidad de problemas para los cuales no se ha desarrollado un método o algoritmo apropiado que encuentre su solución. En muchos casos se trata de problemas de optimización que surgen en algunas aplicaciones. Por lo general, alguna tarea abstracta puede ser realizada resolviendo un problema que consiste en una búsqueda dentro de un espacio de soluciones potenciales. Como el objetivo es encontrar la mejor solución, se puede decir que se trata de un proceso de optimización. Cuando se tienen espacios de soluciones pequeños, se pueden emplear métodos que examinen dichos espacios de manera completa, pero si los espacios son grandes, se deben usar técnicas de inteligencia artificial. Los algoritmos genéticos pertenecen a este tipo de técnicas, generalmente se emplean cuando el conocimiento sobre el problema es limitado o inaccesible y por lo tanto no se cuenta con un método analítico que lo resuelva; sin embargo, suelen usarse como un método alternativo, el cual puede ofrecer ciertas ventajas con respecto a los métodos ya establecidos.

Los algoritmos genéticos han sido aplicados exitosamente en problemas de optimización como ruteo de alambres, programación de eventos o actividades, control adaptivo, modelado cognitivo, problemas de transportación, problemas de vendedores viajeros, problemas de control óptimo, optimización de consultas a bases de datos, etcétera [32]. También se han empleado para la solución de una variedad de problemas no lineales, así como para el diseño y optimización de dispositivos ópticos y electromagnéticos y, por supuesto, para la síntesis de rejillas en fibra óptica, como se describió anteriormente.

2.4 Problemas actuales en el desarrollo de dispositivos con rejillas de período largo en fibra óptica

Las rejillas en fibra óptica se han convertido en componentes primordiales de varios dispositivos importantes presentes en los sistemas de comunicación y de medición. Tanto las rejillas de Bragg, como las rejillas de período largo, tienen propiedades interesantes que las hacen muy atractivas para varias aplicaciones. Sin embargo, las últimas todavía no han tenido la aplicación merecida de acuerdo a sus propiedades diversas.

Como una vía para llevar a cabo el desarrollo de nuevos dispositivos, basados en las rejillas de período largo, se propone el procedimiento siguiente:

1. Investigar las necesidades actuales en los dispositivos que forman parte de los sistemas de interés mencionados.
2. Identificar los dispositivos que puedan ser construidos a base de rejillas de período largo.

3. Determinar las características importantes de estos dispositivos desde el punto de vista de su funcionamiento en un sistema.
4. Realizar el diseño de los dispositivos con las características necesarias, que incluye la síntesis de las rejillas de período largo.

2.4.1 Dispositivos de interés basados en rejillas de período largo en fibra óptica

La descripción de todos los dispositivos que se pueden fabricar con el uso de rejillas en fibra óptica es muy extensa. Ya que éste no es el objetivo del presente proyecto, a continuación sólo se describen algunos de los dispositivos basados en rejillas de período largo en fibra óptica y que más se utilizan en sistemas de comunicación óptica y de medición.

Filtros de rejilla de período largo

Las rejillas de período largo acoplan modos guiados del núcleo con modos de la cubierta, esta característica las hace apropiadas para diseñar filtros de rechazo de banda que pueden ser empleados en fibras láser Raman de alta potencia y como ecualizadores de ganancia en amplificadores de fibra óptica. Además, si se tiene una modulación apropiada del índice de refracción, es posible acoplar modos guiados de propagación directa en el núcleo.

Filtro de rechazo de banda. Una rejilla de período largo, grabada en una fibra óptica monomodo, acopla el modo fundamental del núcleo con modos de la cubierta de distinto orden. Estos modos sufren una fuerte atenuación debido al esparcimiento que experimentan en la cubierta. Ya que el acoplamiento ocurre para ciertas longitudes de onda, este dispositivo no permite la transmisión de señales con longitud de onda alrededor de las longitudes de onda de acoplamiento o resonancia; teniendo de esta manera la función de un filtro de rechazo de banda [16]. En la Figura 2.2 se puede observar el espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo uniforme, sólo se muestra el rango de longitudes de onda donde se presenta el acoplamiento con un modo específico de la cubierta.

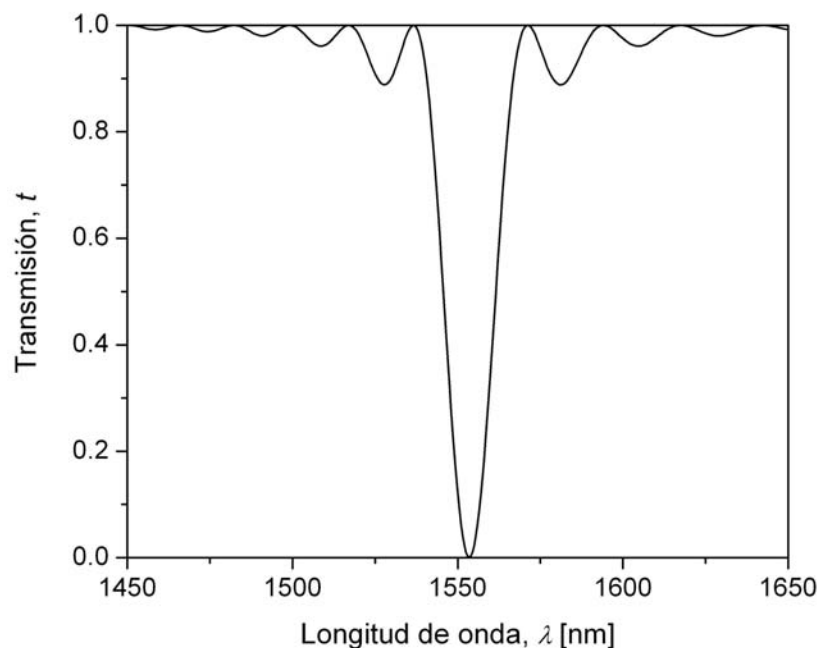


Figura 2.2 Espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo uniforme.

Filtro de paso de banda. Aunque las rejillas de período largo tienen una respuesta espectral del tipo de un filtro de rechazo de banda, si se introducen uno o varios corrimientos de fase de π radianes en el período de modulación, se puede obtener una respuesta espectral de un filtro de paso de banda.

Filtros sintonizables. Ya que la longitud de onda de resonancia de una rejilla de período largo depende directamente de los índices efectivos de los modos del núcleo y de la cubierta y del período de modulación, cualquier cambio en éstos provoca un corrimiento en la longitud de onda de resonancia. Esta propiedad se puede aprovechar para diseñar filtros sintonizables.

Los índices efectivos y el período de la rejilla pueden modificarse al variar la temperatura de la fibra. El cambio de la longitud de onda de resonancia con respecto a la temperatura puede estudiarse diferenciando la Ecuación (1.15), es decir [41]

$$\frac{d\lambda_B}{dT} = \Lambda \left(\frac{dn_{co}}{dT} - \frac{dn_{cl}}{dT} \right) + \Delta n_e \left(\frac{d\Lambda}{dT} \right), \quad (2.1)$$

donde el primer término del lado derecho corresponde a la sensibilidad térmica debida a los cambios en la diferencia entre los índices de refracción y el segundo término corresponde a la expansión térmica del material que provoca un cambio en el período de la rejilla. El cambio en la temperatura provoca cambios más pronunciados en los índices efectivos que en el período, y en muchas ocasiones los cambios en este último son despreciables. Para modificar la temperatura en la rejilla se puede utilizar una película delgada de metal que cubra a la fibra, la temperatura se controla por medio de una corriente eléctrica que se hace pasar por dicha película [17,41].

También es posible modificar el índice efectivo de los modos de la cubierta si se varía el índice de refracción del medio externo, ya que el primero depende de los índices de los materiales del núcleo, de la cubierta y del medio externo, debido a los efectos de guía de onda. El corrimiento en la longitud de onda de resonancia con respecto al índice de refracción del medio externo también se puede obtener diferenciando la Ecuación (1.15), es decir,

$$\frac{d\lambda_B}{dn_3} = \Lambda \left(\frac{dn_{co}}{dn_3} - \frac{dn_{cl}}{dn_3} \right), \quad (2.2)$$

donde n_3 es el índice del medio externo. El término del lado derecho representa la sensibilidad al índice externo y no hay un segundo término en el lado derecho porque el período de la rejilla no se ve afectado por el índice externo. El cambio en el índice efectivo del modo del núcleo debido a al cambio en el índice externo es muy pequeño y se puede despreciar en la práctica [42].

Otra técnica para lograr la sintonización de estos filtros es la aplicación de dobleces o torsiones controlados, especialmente en rejillas de período largo corrugadas; porque en este tipo de rejillas los cambios en los índices efectivos, producidos por dobleces y torsiones, son más significativos que en rejillas convencionales [43].

Ecualesadores de ganancia de amplificadores ópticos

En la actualidad se emplean extensamente los amplificadores de fibra dopada con erbio (erbium-doped fiber amplifiers – EDFAs, en inglés) en los sistemas de comunicaciones ópticas WDM y DWDM. Desafortunadamente la ganancia de estos amplificadores no es constante en función de la longitud de onda, lo que representa una desventaja importante, ya que el desempeño del receptor se

ve afectado por este efecto. Las rejillas de período largo pueden usarse para aplanar la ganancia de los EDFAs, porque éstas se pueden diseñar para aproximar las características inversas del espectro de ganancia, con la ventaja de que no introducen retro-reflexión [19]. La Figura 2.3 muestra un ejemplo de un ecualizador de ganancia, basado en una rejilla de período largo, para un EDFA, la respuesta de transmisión de la rejilla se ilustra en la Figura 2.3(a) y en la Figura 2.3(b) se presenta el espectro de ganancia del amplificador sin aplanar y aplanado con la rejilla de período largo.

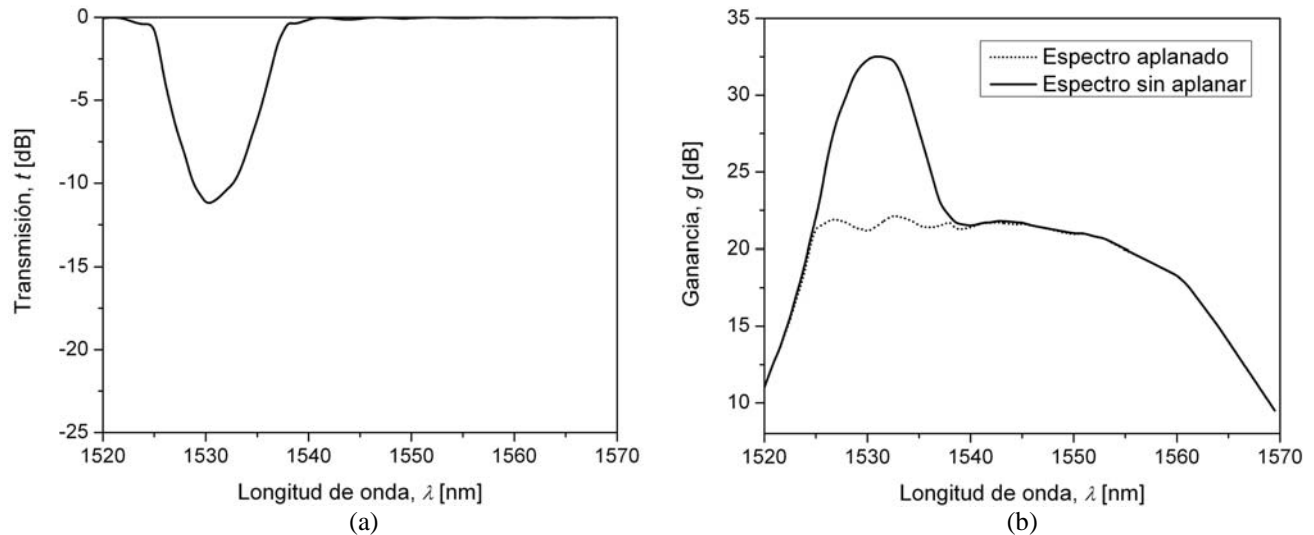


Figura 2.3 Ecualizador de ganancia de un EDFA. (a) Espectro de transmisión $t(\lambda)$ de la rejilla de período largo; (b) Espectro de ganancia del amplificador sin aplanar (línea continua) y aplanado (línea punteada).

Multiplexores y Demultiplexores para WDM

Los sistemas de comunicación óptica que emplean la técnica de multicanalización por división de longitud de onda (WDM y DWDM) requieren dispositivos que introduzcan baja atenuación y que sean compactos y confiables, de tal forma que puedan ser usados como filtros para combinar o separar los distintos canales.

Multiplexor-demultiplexor para WDM amplia. Un acoplador basado en rejillas de período largo puede ser empleado como multiplexor o demultiplexor para WDM [44]. La Figura 2.4 ilustra la forma en que esta clase de dispositivo opera. Las componentes ópticas del modo del núcleo, con longitud de onda fuera de la banda de resonancia de la Rejilla 1, se propagan a través del núcleo de la Fibra 1, mientras que las componentes ópticas del modo del núcleo, con longitud de onda dentro de las bandas de resonancia, se propagan a través de la cubierta de la Fibra 1. Si la Fibra 2 es adyacente a la Fibra 1, los modos de la cubierta en la Fibra 1 pueden acoplarse con los modos de la cubierta de la Fibra 2. Éstos últimos pueden acoplarse con el modo del núcleo de la Fibra 2 por medio de la Rejilla 2, que es similar a la Rejilla 1. Por lo tanto, las señales no resonantes y resonantes de entrada pueden detectarse en los Puertos 2 y 3 respectivamente, realizándose la separación de un canal óptico WDM.

De la misma forma, las componentes ópticas del modo del núcleo, con longitud de onda dentro de la banda de resonancia de la Rejilla 3, se propagan por la cubierta de la Fibra 3, que también es adyacente a la Fibra 1, esto hace que los modos de la cubierta de la Fibra 3 se acoplen con los modos de la cubierta de la Fibra 1, los cuales pueden ser acoplados con el modo del núcleo de la Fibra 1 por medio de la Rejilla 4. De esta forma se lleva a cabo la adición de un canal óptico.

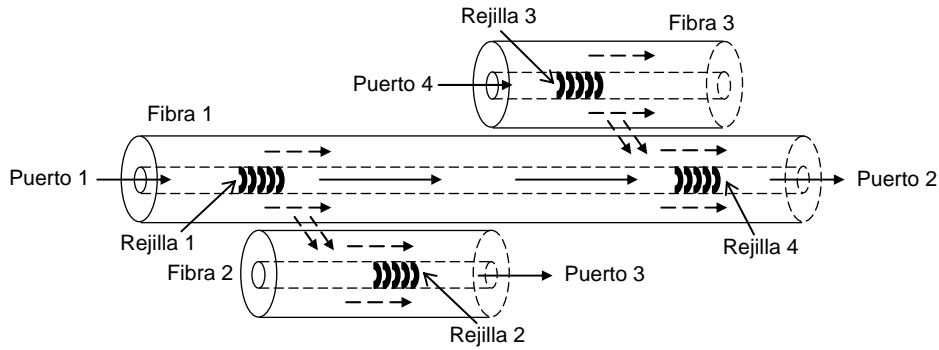


Figura 2.4 Multiplexor-demultiplexor para WDM amplia.

Multiplexor-demultiplexor para DWDM. La configuración anterior puede ser aprovechada para construir un multiplexor-demultiplexor para DWDM, si se agrega un circulador y una rejilla de Bragg en una cuarta fibra (Fibra 4), como se muestra en la Figura 2.5. La señal de salida de la Rejilla 2 tiene una banda amplia, que puede consistir en múltiples canales DWDM, esta señal pasa del puerto A al B del circulador y es acoplada a la Fibra 4. La rejilla de Bragg refleja una banda de longitudes de onda mucho más angosta, cuyo ancho puede ajustarse para ser compatible con los estándares de los sistemas DWDM. La señal reflejada retorna al circulador y éste último entrega el canal separado en su puerto C (Puerto 3 del multiplexor-demultiplexor). La adición de un canal DWDM se realiza exactamente igual que en el caso anterior, pues las Rejillas 3 y 4 permiten pasar señales con un ancho de banda mucho mayor al de dicho canal.

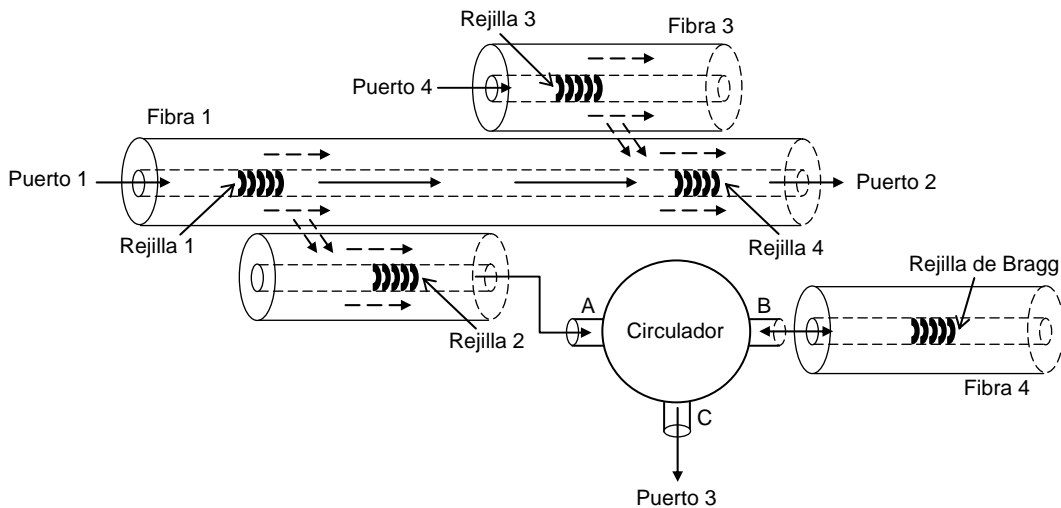


Figura 2.5 Multiplexor-demultiplexor para DWDM.

Filtro DWDM. Un par de rejillas de período largo inscritas en serie, a lo largo de una fibra óptica, pueden formar un interferómetro Mach-Zehnder, éste actúa como filtro DWDM en fibra, con bajas pérdidas por inserción y buen aislamiento [45]. La Figura 2.6 presenta el diagrama esquemático del par de rejillas de período largo que forman el interferómetro. La atenuación máxima de ambas rejillas es de aproximadamente 3 dB, así que una parte del modo del núcleo se acopla con un modo de la cubierta por medio de la Rejilla 1, y estos dos modos son combinados nuevamente por la Rejilla 2. De esta manera se forma un interferómetro Mach-Zehnder, donde el

núcleo y la cubierta de la fibra actúan como los dos brazos, y el diferencial de índice de refracción introduce la diferencia en la trayectoria óptica [46].

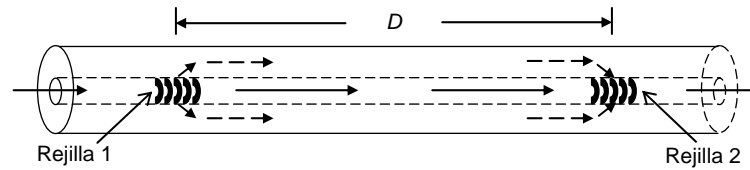


Figura 2.6 Filtro DWDM basado en un interferómetro Mach-Zehnder formado con un par de rejillas de período largo.

El interferómetro produce *flecos* de interferencia finos dentro de la banda de atenuación de la rejilla individual, como los mostrados en la Figura 2.7. La separación entre los flecos de interferencia está dada por

$$S = \frac{\lambda^2}{(n_{co} - n_{cl})D}, \quad (2.3)$$

donde λ es la longitud de onda, n_{co} es el índice efectivo del modo del núcleo, n_{cl} es el índice efectivo del modo de la cubierta y D es la distancia de centro a centro entre las dos rejillas. Por lo tanto, la separación entre los flecos de interferencia S puede ajustarse fácilmente modificando la distancia de centro a centro entre las rejillas D .

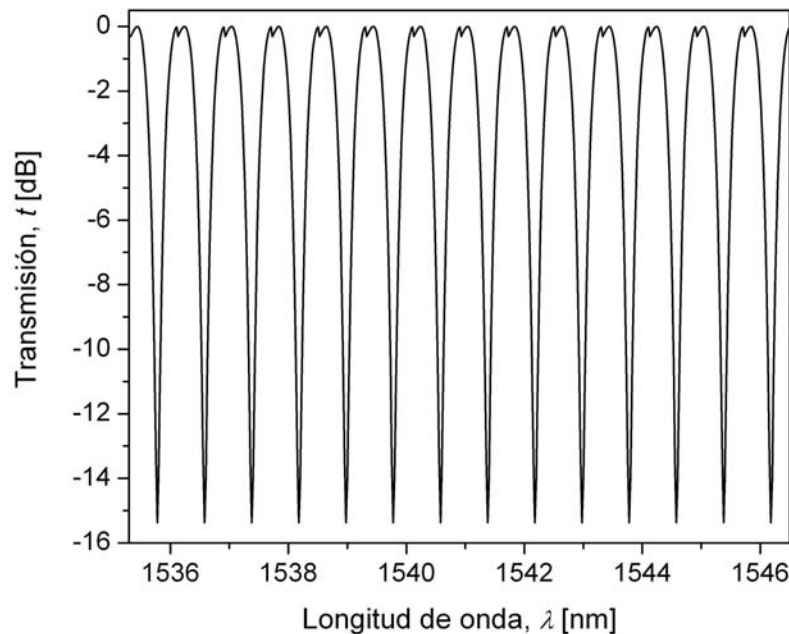


Figura 2.7 Espectro de transmisión $t(\lambda)$ del filtro DWDM.

Compensadores de dispersión

Una limitación muy importante en los sistemas de comunicación por fibra óptica monomodo de alta velocidad y largo alcance, es la dispersión cromática que sufre la señal a medida que se propaga a través de la fibra, ya que ésta limita el ancho de banda de los enlaces e incrementa la probabilidad de error. El uso de rejillas de Bragg, específicamente de rejillas de período variable, es una de las técnicas apropiadas para la compensación de la dispersión cromática. Sin embargo, también se ha propuesto la utilización de rejillas de período largo variable para este fin [18].

Con la ayuda de rejillas de período largo, cuyo período varía linealmente en función del eje longitudinal, es posible ofrecer una dispersión constante para la compresión de pulsos ópticos cortos. El funcionamiento de estos compensadores de dispersión se basa en el principio de que la luz, con diferente longitud de onda, experimenta un tiempo de propagación distinto, porque la rejilla de período variable acopla el modo del núcleo con el modo de la cubierta, a cada longitud de onda, en diferente posición de la rejilla, como muestra la Figura 2.8. El signo de la dispersión inducida por el dispositivo depende del signo de la variación lineal del período.

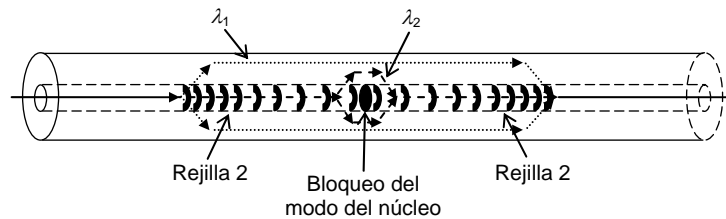


Figura 2.7 Compensador de dispersión basado en rejillas de período largo variable.

Cuando se emplea una rejilla de período largo como compensador de dispersión, es necesario regresar la señal óptica, propagándose en el modo de la cubierta, al modo del núcleo. Una segunda rejilla de período largo variable se puede usar para este reacoplamiento con el modo del núcleo. Por esta razón el compensador de dispersión de la Figura 2.7 consta de dos rejillas de período largo similares. La Rejilla 1 hace pasar la señal óptica del modo del núcleo a un modo específico de la cubierta y realiza la mitad de la compensación de dispersión necesaria. La Rejilla 2 hace pasar la señal óptica del modo de la cubierta al modo del núcleo, realiza la otra mitad de la compensación de dispersión necesaria y tiene signo contrario en la variación lineal del período. Además se deben considerar otros problemas de diseño. Uno de estos problemas es la aparición de flecos de interferencia, debida al reacoplamiento antes mencionado. Para evitar este comportamiento se puede bloquear la porción del modo del núcleo que se propaga al final de la Rejilla 1, el bloqueo se puede lograr dañando el núcleo de la fibra o colocando una rejilla de Bragg (de reflexión) en el centro del dispositivo. Otro problema es la atenuación que puede sufrir el modo de la cubierta cuando la fibra está expuesta al medio ambiente. Se puede recubrir a la fibra con algún material apropiado y seleccionar un modo de la cubierta de orden suficientemente alto para que tenga baja susceptibilidad al medio externo [18].

Sensores basados en rejillas de período largo

Las rejillas de período largo pueden tener varios puntos de resonancia dentro de un amplio rango de longitudes de onda. Estos puntos de resonancia dependen en gran medida de la diferencia entre el índice de refracción del modo del núcleo y del modo de la cubierta (ver Ecuación (1.15)). Por lo tanto, cualquier perturbación causada por tensión, temperatura o cambios en el índice de refracción externo provoca importantes corrimientos en las longitudes de onda de resonancia. Generalmente las respuestas de dos puntos de resonancia de una misma rejilla de período largo son diferentes en magnitud, además estas respuestas a los cambios de tensión y temperatura pueden ser negativas o positivas, dependiendo de las respuestas del núcleo y la cubierta. Estas características permiten que una sola rejilla de período largo pueda ser empleada para medir temperatura y tensión al mismo tiempo, y también que una rejilla de período largo, en conjunto con una de período corto, se utilice para este fin.

Sensores de temperatura. El principio de operación de los sensores de temperatura basados en rejillas de período largo está dado por la Ecuación (2.1). Como ya se mencionó, el primer término del lado derecho de esta ecuación está relacionado con el cambio de la diferencia de índices efectivos y depende de la composición de la fibra y del orden del modo de la cubierta. El segundo término está relacionado con el cambio del período de la rejilla, su magnitud y signo depende del orden del modo de la cubierta. Para rejillas grabadas en fibras ópticas estándares para telecomunicaciones la sensibilidad a la temperatura está en el rango de 3 nm/100 °C a 10 nm/100 °C [47].

Sensores de tensión. La sensibilidad de una rejilla de período largo a la tensión se puede comprender diferenciando la Ecuación (1.15) con respecto a la tensión, es decir

$$\frac{d\lambda_B}{d\varepsilon} = \Lambda \left(\frac{dn_{co}}{d\varepsilon} - \frac{dn_{cl}}{d\varepsilon} \right) + \Delta n_e \left(\frac{d\Lambda}{d\varepsilon} \right). \quad (2.4)$$

De la misma manera que en el caso anterior, el primer término del lado derecho de esta ecuación está relacionado con el cambio de la diferencia de índices efectivos y el segundo término está relacionado con el cambio del período de la rejilla [47].

Sensores refractométricos. El funcionamiento de este tipo sensores se basa en el hecho de que el índice efectivo de los modos de la cubierta depende del índice de la cubierta y del índice del medio externo, es decir, un cambio en el índice externo provoca un cambio en el índice efectivo del modo de la cubierta, lo que representa un cambio en el espectro de transmisión y la longitud de onda de resonancia, que se describe con la Ecuación (2.2) [21,47]. La Figura 2.8 presenta el corrimiento del espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo al modificarse el índice de refracción externo (indicado con n_3). Esta propiedad también puede aprovecharse para la medición del nivel de algún líquido, en este caso una sección de la rejilla estará cubierta por el líquido en cuestión y la otra sección estará en contacto con el aire. Así que para cada modo de la cubierta, la respuesta espectral de la rejilla contendrá dos bandas de atenuación, la magnitud de estas bandas depende de la longitud de las dos secciones.

El cambio en el espectro de transmisión de los sensores de temperatura y tensión antes mencionados, es parecido al que se presenta en la Figura 2.8. Sin embargo, al aumentar la temperatura ocurre un corrimiento del espectro a longitudes de onda mayores, mientras que al incrementar la tensión el corrimiento puede ser a longitud de onda mayores o menores, esto depende de la composición de la fibra.

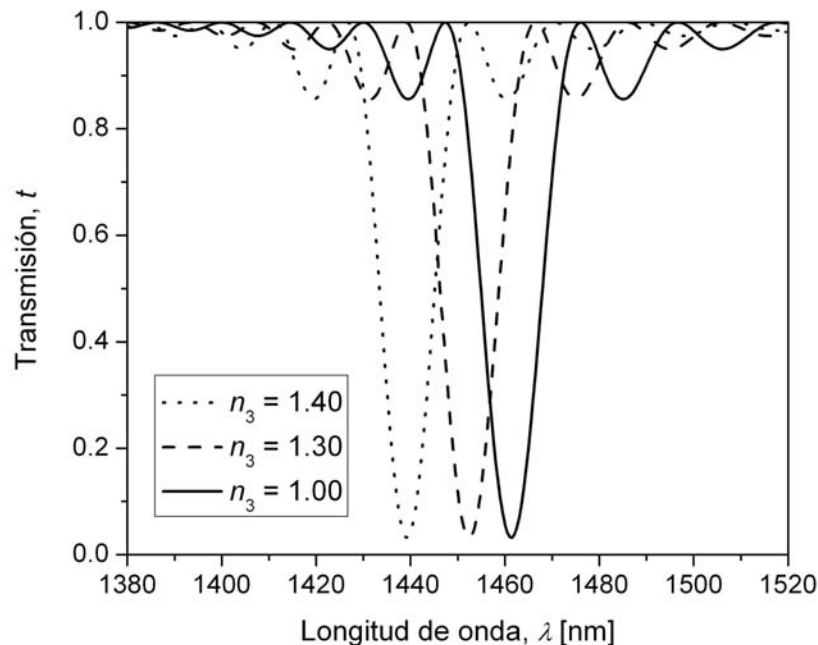


Figura 2.8 Corrimiento del espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo debido al cambio en el índice de refracción externo, n_3 .

2.4.2 Características importantes de los dispositivos en el diseño de un sistema

Dentro de las características más importantes que se deben considerar en el diseño de dispositivos basados en rejillas en fibra óptica están las siguientes:

Ancho de banda de paso. Es la banda de frecuencias ópticas (o longitudes de onda) que un filtro permite pasar con baja atenuación. Los parámetros importantes son la frecuencia de corte mínima, la frecuencia de corte máxima y la frecuencia central, esto también puede expresarse en términos de la longitud de onda. El ancho de la banda de paso también se puede medir como el ancho a mitad de potencia, atenuación a 3 dB o también conocido como ancho completo a la mitad del máximo (full-width-at-half-maximum – FWHM, en inglés).

Ancho de banda de rechazo. Es la banda de frecuencias ópticas que un filtro no permite pasar, es decir, que atenúa en gran medida, refleja o transmite según sea el caso. También se consideran parámetros como frecuencia mínima y máxima de la banda de rechazo.

Características espectrales de las rejillas. Una de las características espectrales de las rejillas que se deben considerar es la respuesta espectral, que se considera como las respuestas de magnitud de transmisión o reflexión, de fase y de polarización, en su conjunto. Otras características son la longitud de onda de resonancia, la transmisión máxima y la reflexión máxima. Dependiendo del tipo de dispositivo, en ocasiones es necesario que las rejillas entreguen señales en fase o fuera de fase por un factor específico o con cierta polarización de los modos.

Eficiencia del dispositivo. En un filtro es la relación entre la magnitud de la señal de entrada y la magnitud de la señal de salida dentro de las bandas de rechazo, expresada en porcentaje. Para el caso de filtros ópticos se recomienda que sea de un 99.9% para obtener un rechazo de 30 dB entre canales.

Retardo. Esta característica está relacionada con la fase de la respuesta espectral de la rejilla, se define como la razón de cambio de la fase con respecto a la frecuencia, se expresa generalmente en picosegundos y está en función de la longitud de onda.

Dispersión en señales transmitidas por rejillas. Es la razón de cambio del retardo con respecto a la longitud de onda y por lo tanto sus unidades son picosegundos entre nanómetro. Evidentemente este parámetro es muy importante para rejillas de período variable utilizadas como compensadores de dispersión.

Atenuación por inserción del dispositivo. Depende de los componentes del dispositivo, tales como acopladores, circuladores, rejillas, etc. En el caso de rejillas en fibra óptica se debe disminuir dependiendo del método de fabricación. La atenuación por inserción debe considerarse en el diseño de los sistemas para que éstos tengan un funcionamiento satisfactorio.

Respuesta o función de transferencia. Su definición depende del tipo de dispositivo. La función de transferencia de un filtro óptico, basado en una rejilla en fibra óptica, es su propio coeficiente de reflexión o transmisión, generalmente expresado en función de la frecuencia. Este coeficiente es complejo, es decir, tiene respuesta de magnitud y respuesta de fase. Para un sensor se puede definir como la relación entre el corrimiento del espectro de la rejilla o corrimiento de la longitud de onda de resonancia y la variación del parámetro físico. Se deben considerar características tales como sensibilidad y linealidad mostradas en esta respuesta.

Sensibilidad. Es la razón de cambio (pendiente) entre cierta característica espectral y alguna variable física, como puede ser temperatura, tensión o índice de refracción. Es deseable diseñar dispositivos que presenten sensibilidad máxima.

Linealidad. Un dispositivo es lineal si tiene una respuesta tal que los valores de entrada y salida forman una línea recta, en otras palabras, la respuesta del dispositivo tiene una pendiente constante. Para algunas aplicaciones es importante que los dispositivos tengan una respuesta lineal, evitando el posterior procesamiento de la información que generalmente representa costoso.

2.4.3 Planteamiento del problema a resolver

Se pretende establecer una metodología sencilla y apropiada para el diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo. Se encontrará la solución a problemas actuales, presentes en este tipo de dispositivos. Los problemas específicos que se atacarán son los relacionados, en primer lugar, con las características de respuesta espectral en magnitud y fase, porque éstas son características esenciales en el diseño de los dispositivos. Al diseñar filtros ópticos el objetivo es que éstos tengan una respuesta de magnitud con una forma, longitud de onda central y ancho de la banda de rechazo (o de la banda de paso) específicos; pero también se busca que tengan una respuesta de fase determinada, porque de ésta dependen el retardo y la dispersión de las señales ópticas. Además, la respuesta de otros dispositivos más complejos depende principalmente de las respuestas de magnitud y fase.

La metodología consiste en:

1. Definición del problema de diseño a solucionar
2. Diseño del dispositivo (se presenta más detallado en el Capítulo 5).

La parte medular de este diseño es el método de síntesis de las rejillas de período largo a emplear. El método de síntesis propuesto puede resumirse en lo siguiente (el desarrollo detallado del método se presenta en el Capítulo 4):

1. Para la síntesis de la rejilla se utilizará una estructura compuesta de varias secciones uniformes con parámetros distintos.
2. La síntesis de la rejilla compuesta (búsqueda de parámetros de las secciones) se realizará utilizando una nueva versión especializada del AG, que permitirá variar todos los parámetros posibles de las secciones.
3. Para comprobar los resultados de la síntesis y verificar la estabilidad del comportamiento de la respuesta de la rejilla sintetizada a pequeñas variaciones de sus parámetros, se realizará el análisis de la rejilla a través de un método directo.

2.5 Conclusiones

La parte más importante de la presente tesis es la síntesis de las rejillas de período largo, junto con el diseño de los dispositivos basados en estas rejillas. En la mayoría de los casos, un elemento indispensable de la síntesis de las rejillas es su análisis. Entre los métodos de análisis, se ha identificado uno que se puede considerar como el más importante. Éste es el método basado en la teoría de modos acoplados y el uso de la matriz fundamental. Es importante debido a su amplia utilización y su gran versatilidad para modelar la mayoría de los tipos de rejillas. Por otro lado, no se pueden descartar los demás métodos de análisis, ya que pueden tener ciertas ventajas en aplicaciones particulares o servir como medio de verificación de los resultados de la síntesis, realizada en base a la teoría de modos acoplados. Entre los métodos alternativos más interesantes se considera el análisis de ondas Bloch, el cual es un enfoque distinto a los demás. Su importancia radica en que nos lleva a una vista más profunda de las características de las rejillas, ya que, a diferencia de la teoría de modos acoplados, éste proporciona un análisis exacto para el caso de rejillas uniformes y una solución muy aproximada para el caso de rejillas no uniformes.

En lo que se refiere a los métodos de síntesis, también se consideran dos como los más importantes. En primer lugar, por la frecuencia de utilización, está el algoritmo de pelado de capas (layer peeling, en inglés), ya que su complejidad es menor a la de otros métodos empleados en el diseño de rejillas y se puede usar en la síntesis de rejillas complejas, siempre considerando que la respuesta espectral de los dispositivos es causal. En segundo lugar se considera al algoritmo genético. Es importante por el hecho de que se tiene libertad para emplear una variedad de técnicas para el cálculo de la respuesta espectral de las soluciones potenciales y es posible ponderar las distintas características de esta respuesta. Además, este método de síntesis se puede aplicar para optimizar no sólo el espectro de reflexión o transmisión de las rejillas en fibra óptica, sino también las funciones de interés de distintos dispositivos basados en este tipo de rejillas, tales como sensores refractométricos, sensores de nivel de líquidos, filtros sintonizables, etc. Lo cual no siempre se puede lograr con los otros métodos de síntesis. Por otra parte, existe un tercer método usado con frecuencia en ciertas aplicaciones, el algoritmo de temple simulado (simulated annealing, en inglés), que presenta características muy similares al algoritmo genético, pero con la desventaja de que es más probable que converja a un mínimo local de la función de error.

El método de análisis que se empleará en la presente tesis es la teoría de modos acoplados, junto con el formalismo de la matriz fundamental. Se eligió esta técnica porque su amplia utilización se debe a que presenta simplicidad matemática y de aplicación, en comparación con los demás

métodos. También es un enfoque que permite realizar cálculos precisos de la respuesta espectral de las rejillas en fibra óptica. Además, el método de la matriz fundamental es más simple de implementar y, en general, más rápido que la integración numérica directa de las ecuaciones de acoplamiento, cuando se realiza el análisis de rejillas no uniformes. Por otro lado, el método de síntesis que se utilizará para el diseño de rejillas de período largo, y dispositivos basados en éstas, es el algoritmo genético. La razón principal de su elección es su versatilidad, ya que se sintetizarán rejillas que actúen como filtros ópticos, pero dando peso distinto a las características de la respuesta espectral. Y también dispositivos con estructuras más complejas, cuyo diseño no se puede realizar con los otros métodos de síntesis. Además, es importante mencionar que se planea obtener la precisión más alta posible, por esta razón se descartó la utilización del algoritmo de temple simulado, disminuyendo la probabilidad de obtener una solución subóptima, ya que éste puede converger a un mínimo local de la función de error.

Aparte de presentar la descripción de los dispositivos de interés basados en rejillas en fibra óptica, que tienen mayor aplicación en los sistemas de comunicaciones y de instrumentación, se definieron las características más importantes que deben considerarse al realizar el diseño de sistemas basados en estos dispositivos.

Finalmente, en este capítulo se presentó el planteamiento del problema a resolver, el cual consiste en establecer una metodología de diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo, para solucionar problemas actuales, relacionados con las características de la respuesta de dichos dispositivos. La metodología a grandes rasgos consiste en definir el problema de diseño que se requiere solucionar y en el mismo diseño del dispositivo basado en rejillas de período largo. Y su parte principal es el método de síntesis, que estará basado en el desarrollo de una nueva versión especializada del algoritmo genético.

CAPÍTULO 3

ANÁLISIS DEL COMPORTAMIENTO DEL CAMPO ELECTRO-MAGNÉTICO EN FIBRAS ÓPTICAS CON REJILLAS

Es indispensable, para la fabricación de dispositivos basados en rejillas de difracción, conocer las características de respuesta de éstas para cierta señal óptica de entrada. Específicamente para las rejillas en fibra óptica, las características de reflexión, transmisión y fase o retardo son necesarias en el diseño y fabricación de los dispositivos.

Por otra parte, la luz es una onda electromagnética, por lo tanto, para obtener una descripción analítica de su propagación a través de una fibra óptica, se deben resolver las ecuaciones de Maxwell, sujetas a las condiciones de frontera que impone la geometría de la fibra. Todas las guías de onda dieléctricas permiten un número finito de modos guiados además de un continuo infinito de modos de radiación que no son guiados por la estructura pero son, sin embargo, soluciones del mismo problema de valor de frontera [1]. A pesar de que la teoría de las fibras ópticas es ampliamente conocida, la descripción completa de los modos guiados y de radiación en una fibra es complicada, y en algunos análisis se hacen simplificaciones justificadas para reducir el grado de complejidad de los procedimientos de análisis y de las ecuaciones que describen el comportamiento del campo electromagnético.

Una vez que se ha comprendido el comportamiento del campo electromagnético en una fibra óptica, se hace más sencillo el entendimiento de la derivación de los métodos de análisis de rejillas en fibra óptica.

3.1 Descripción analítica de los modos de propagación en fibras ópticas

Con base en la geometría de la fibra óptica se pueden distinguir dos tipos, las fibras simétricas axialmente y las fibras asimétricas axialmente. Las primeras son aquellas cuyo perfil de índice es simétrico con respecto al eje de la fibra en el plano transversal, dentro de estas fibras tenemos las de índice escalonado, de índice gradual y fibras con algún perfil de índice distinto pero siempre simétrico con respecto al eje. La Figura 3.1 muestra ejemplos de los perfiles de índice $n(r)$ más sencillos de fibras simétricas axialmente, donde a_1 es el radio del núcleo de la fibra.

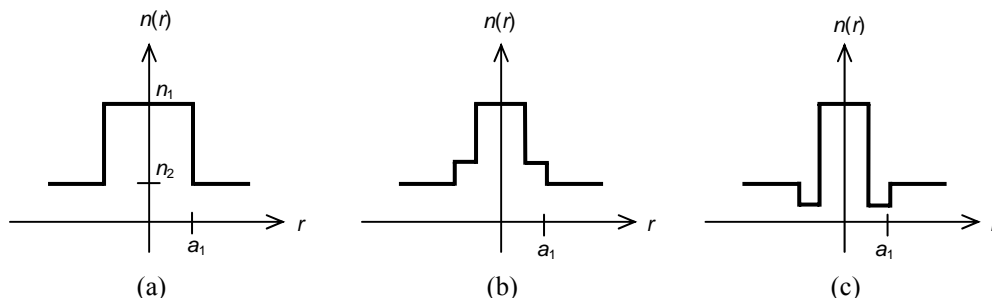


Figura 3.1 Perfil de índice de fibras ópticas simétricas axialmente. (a) Núcleo uniforme; (b) Núcleo dual; (c) Núcleo W.

Por otra parte, en las fibras asimétricas axialmente el núcleo o la cubierta no muestran simetría con respecto al eje de la fibra en el plano transversal. Existen dos tipos principales de fibras ópticas

asimétricas axialmente: a) birrefringente de tensión inducida y b) birrefringente geométricamente [2].

El análisis de la propagación de la luz en las fibras ópticas asimétricas es mucho más complejo; además, la mayoría de las rejillas modernas se fabrican en fibras ópticas simétricas axialmente. Por estos motivos, en el presente trabajo sólo se describirá el comportamiento del campo electromagnético para las fibras ópticas con simetría axial.

Para obtener la descripción analítica del campo electromagnético en la fibra óptica es necesario encontrar las soluciones de las ecuaciones de Maxwell sujetas a condiciones de frontera apropiadas. Debido a la geometría de la fibra, es conveniente expresar las componentes del campo electromagnético en coordenadas cilíndricas polares. Por otra parte, las componentes laterales se pueden expresar en términos de las componentes longitudinales. Para evitar la complejidad de la derivación de las expresiones que describen la distribución del campo electromagnético, primero se obtienen las soluciones de las ecuaciones de Maxwell para las componentes longitudinales y después se sustituyen éstas en las expresiones de las componentes laterales que están en términos de las primeras. Las condiciones de frontera implican que las componentes tangenciales del campo electromagnético sean continuas en la interfaz entre el núcleo y la cubierta de la fibra.

Se considera una fibra óptica con núcleo uniforme y una distribución del índice de refracción de forma escalonada, como en la Figura 3.1(a). El índice de refracción del núcleo es n_1 , el de la cubierta es n_2 y el radio del núcleo es a_1 .

3.1.1 Ecuaciones de onda para fibras ópticas

Supóngase que la luz que se propaga por la fibra tiene frecuencia angular ω y constante de fase o propagación β . Entonces, los campos eléctrico \mathbf{E} y magnético \mathbf{H} los representamos en fasores de la siguiente manera

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\mathbf{r}_t) \exp[j(\omega t - \beta z)]\}, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{H}(\mathbf{r}_t) \exp[j(\omega t - \beta z)]\}, \quad (3.2)$$

donde \mathbf{r} es la posición espacial, t es el tiempo y z es la coordenada longitudinal. Si ahora los representamos con E y H y como funciones de la posición transversal \mathbf{r}_t en la fibra, entonces las ecuaciones de Maxwell quedan de la forma

$$\nabla \times E = -j\omega\mu_0 H, \quad (3.3)$$

$$\nabla \times H = j\omega\varepsilon_0 n^2 E, \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot H = 0, \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot E + \frac{\nabla_t(n^2)}{n^2} \cdot E = 0, \quad (3.6)$$

donde μ_0 y ε_0 son la permeabilidad y la permitividad del vacío respectivamente, n es el índice de refracción, $\nabla \times$ y $\nabla \cdot$ son operadores diferenciales conocidos y ∇_t es un operador diferencial transversal de la siguiente forma

$$\nabla_t = [\partial/\partial x \quad \partial/\partial y \quad 0]^T, \quad (3.7)$$

expresado en coordenadas rectangulares, y de la siguiente forma

$$\nabla_t = [\partial/\partial r \quad (1/r)\partial/\partial\theta \quad 0]^T, \quad (3.8)$$

expresado en coordenadas cilíndricas, T indica la transpuesta del vector o matriz. Si el índice de refracción es constante, las siguientes ecuaciones de onda, para las componentes longitudinales del campo electromagnético, se obtienen de las Ecuaciones (3.3) a (3.6) [2]

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 E_z = 0, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 H_z = 0, \quad (3.10)$$

donde k_t es la constante de fase lateral, dada por

$$k_t = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2}, \quad (3.11)$$

k_0 se conoce como el número de onda en el espacio libre y es de la forma

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}. \quad (3.12)$$

3.1.2 Modos de la fibra

Las Ecuaciones (3.9) y (3.10) se pueden resolver por separación de variables, las soluciones en el núcleo son ($r < a_1$)

$$E_z = A_1 J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{Bmatrix} \cos l\theta \\ \text{sen } l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.13)$$

$$H_z = B_1 J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{Bmatrix} -\text{sen } l\theta \\ \cos l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.14)$$

y en la cubierta son ($r > a_1$)

$$E_z = A_2 K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \begin{Bmatrix} \cos l\theta \\ \text{sen } l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.15)$$

$$H_z = B_2 K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \begin{Bmatrix} -\text{sen } l\theta \\ \cos l\theta \end{Bmatrix}. \quad (3.16)$$

Se emplean dos opciones, funciones seno y coseno, para obtener un conjunto completo de funciones ortogonales. Estas funciones son soluciones permitidas de las Ecuaciones (3.9) y (3.10), por lo tanto son necesarias [1].

Ahora, las componentes laterales del campo electromagnético se pueden expresar en función de las componentes longitudinales de la siguiente forma

$$E_r = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right), \quad (3.17)$$

$$E_\theta = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right), \quad (3.18)$$

$$H_r = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \varepsilon_0 n^2}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right), \quad (3.19)$$

$$H_\theta = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right). \quad (3.20)$$

Sustituyendo las Ecuaciones (3.13) y (3.14) en las Ecuaciones (3.17) a (3.20) se obtienen las expresiones de las componentes laterales del campo electromagnético en el núcleo ($r < a_1$) [2]

$$E_r = j \left[-A_1 \frac{\beta a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{l \omega \mu_0 a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} \cos l\theta \\ \sen l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.21)$$

$$E_\theta = j \left[-A_1 \frac{l \beta a_1^2}{u^2 r} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{\omega \mu_0 a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} -\sen l\theta \\ \cos l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.22)$$

$$H_r = j \left[A_1 \frac{l \omega \varepsilon_0 n_1^2 a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) - B_1 \frac{\beta a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} -\sen l\theta \\ \cos l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.23)$$

$$H_\theta = j \left[-A_1 \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 a_1}{u} J_l' \left(\frac{ur}{a_1} \right) + B_1 \frac{l \beta a_1^2}{u^2 r} J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} \cos l\theta \\ \sen l\theta \end{Bmatrix}. \quad (3.24)$$

Mientras que sustituyendo las Ecuaciones (3.15) y (3.16) en las Ecuaciones (3.17) a (3.20) se obtienen las expresiones de las componentes laterales del campo electromagnético en la cubierta ($r > a_1$) [2]

$$E_r = j \left[A_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{l \omega \mu_0 a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} \cos l\theta \\ \sen l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.25)$$

$$E_\theta = j \left[A_2 \frac{l \beta a_1^2}{w^2 r} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{\omega \mu_0 a_1^2}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} -\sen l\theta \\ \cos l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.26)$$

$$H_r = j \left[-A_2 \frac{l \omega \varepsilon_0 n_2^2 a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) + B_2 \frac{\beta a_1}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} -\sen l\theta \\ \cos l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.27)$$

$$H_\theta = j \left[A_2 \frac{\omega \varepsilon_0 n_2^2 a_1}{w} K_l' \left(\frac{wr}{a_1} \right) - B_2 \frac{l \beta a_1^2}{w^2 r} K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \right] \begin{Bmatrix} \cos l\theta \\ \sen l\theta \end{Bmatrix}, \quad (3.28)$$

donde A_1 , A_2 , B_1 y B_2 son constantes, J_l es la función de Bessel del primer tipo de orden l , K_l es la función de Bessel modificada del segundo tipo de orden l , $J_l'(ur/a_1)$ es la derivada de $J_l(ur/a_1)$ con respecto a ur/a_1 , $K_l'(wr/a_1)$ es la derivada de $K_l(wr/a_1)$ con respecto a wr/a_1 , u se conoce como la constante de fase lateral normalizada y es de la forma

$$u = k_{t1}a_1 = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a_1, \quad (3.29)$$

w es la constante de atenuación lateral normalizada y se expresa como

$$w = |k_{t2}|a_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a_1, \quad (3.30)$$

y la frecuencia normalizada se obtiene por medio de

$$v = \sqrt{u^2 + w^2} = k_0 a_1 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}. \quad (3.31)$$

Para aplicar las condiciones de frontera se debe igualar cada una de las componentes del campo electromagnético en el núcleo con su correspondiente componente en la cubierta y considerar que $r = a_1$. Esto conduce a un problema de valor propio de la siguiente forma [2]

$$\left[\frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} \right] \left[\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} \right] = l^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right). \quad (3.32)$$

Para una l dada y una frecuencia ω dada, sólo un número finito de valores propios β , que satisfagan la Ecuación (3.32), se puede encontrar. Una vez que se han encontrado los valores propios, se emplean las condiciones de frontera para determinar los valores de las constantes A_1, A_2, B_1 y B_2 [3].

Los modos TM y TE están separados cuando $l = 0$, y las ecuaciones de valor propio para éstos son [2]

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} = 0, \quad (3.33)$$

$$\frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} = 0, \quad (3.34)$$

respectivamente. Las soluciones de estas ecuaciones se pueden observar gráficamente. Los modos confinados en el núcleo requieren que w/a_1 sea real para lograr un decaimiento exponencial del campo en la cubierta. Así que sólo se necesita considerar u en el rango $0 \leq u \leq v$ [3]. Utilizando las siguientes identidades para las funciones de Bessel

$$K_0'(w) = -K_1(w),$$

$$J_{-1}(u) = -J_1(u),$$

las Ecuaciones (3.33) y (3.34) se pueden expresar de la siguiente forma

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = -\frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K_1(w)}{wK_0(w)}, \quad (3.35)$$

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = -\frac{K_1(w)}{wK_0(w)}, \quad (3.36)$$

para los modos TM y TE respectivamente. El lado derecho de la Ecuación (3.36) es una función de u , monótona, decreciente y asintótica a la recta $u = v$. El lado derecho de la Ecuación (3.35) tiene

una forma similar que la anterior, excepto por un factor de n_2^2 / n_1^2 . El lado izquierdo las Ecuaciones (3.35) y (3.36) toma el valor de $1/2$ para $u = 0$, es monótono, creciente y diverge a infinito cuando $u = 2.405$, que es el primer cero de $J_0(u)$. Después de este valor de u , el lado izquierdo de las ecuaciones varía de $-\infty$ a $+\infty$ entre los ceros subsecuentes de $J_0(u)$. La Figura 3.3 muestra la solución gráfica de la Ecuación (3.36), los puntos de intersección de las curvas indican los modos permitidos para cierto valor de la frecuencia normalizada v . Si esta frecuencia normalizada fuera menor que 2.405, no habría intersección alguna entre las curvas y por lo tanto no se propagarían modos TM ni TE por la fibra.

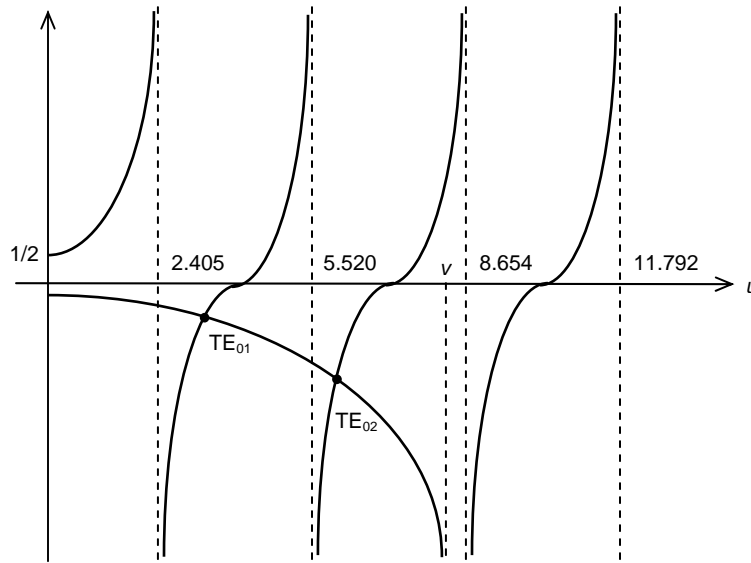


Figura 3.3 Solución gráfica para las constantes de propagación de los modos TE ($l = 0$).

Cuando $l \neq 0$ las componentes longitudinales no son cero y por lo tanto no existen los modos TM ni TE; en su lugar hay modos híbridos. Esto se puede explicar si se observa que la Ecuación (3.32) es cuadrática en $J_l'(u)/uJ_l(u)$; por lo tanto, cuando se resuelve se obtienen dos ecuaciones distintas que corresponden a las dos raíces de la ecuación; los valores propios obtenidos proporcionan las dos clases de solución que se designan como modos EH y HE.

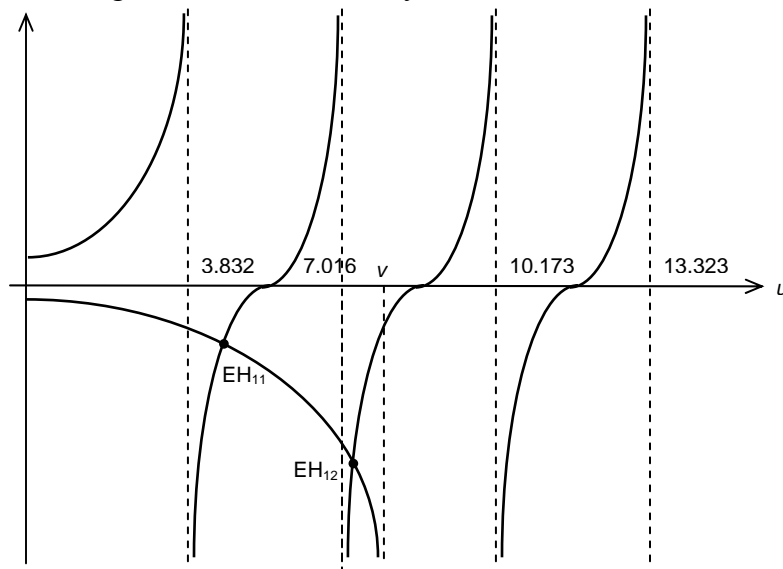


Figura 3.4 Solución gráfica para las constantes de propagación de los modos EH ($l = 1$).

De manera similar, la Figura 3.4 muestra las dos curvas de la condición dada por la Ecuación (3.32), cuando $l = 1$ y se emplea la solución para modos EH; ahora se supone que $v = 8$. De esta forma sólo hay dos intersecciones, las cuales corresponden a los modos EH₁₁ y EH₁₂. Mientras que la Figura 3.5 muestra la solución gráfica para los modos HE con el mismo valor de $v = 8$. En este caso las intersecciones corresponden a los modos HE₁₁, HE₁₂ y HE₁₃. Es importante notar que el modo HE₁₁ siempre existirá sin importar el valor de v .

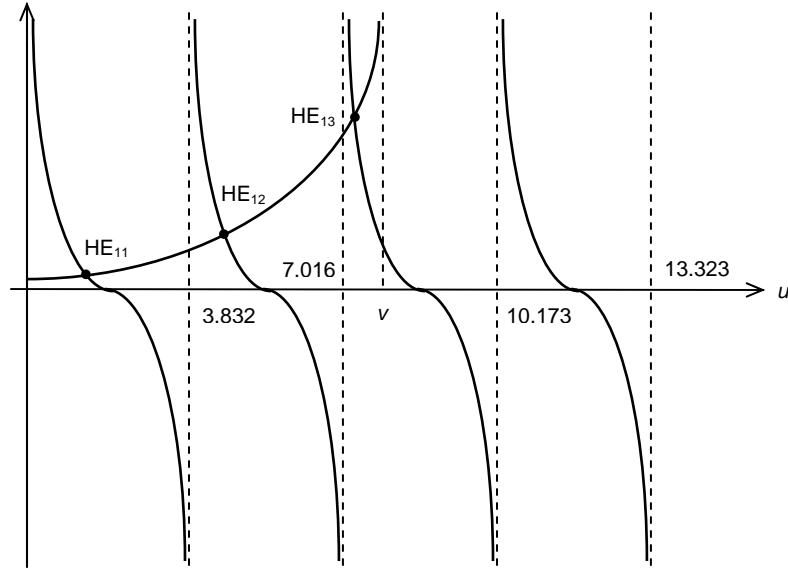


Figura 3.5 Solución gráfica para las constantes de propagación de los modos HE ($m = 1$).

La forma de designar a los modos híbridos depende de la contribución relativa de las componentes longitudinales del campo electromagnético E_z y H_z a alguna componente transversal, en algún punto de referencia. Si E_z tiene una contribución mayor, el modo se designa por EH_{li}; pero si H_z contribuye en mayor medida, el modo se designa por HE_{li}.

3.1.3 Aproximación de guía débil

La descripción exacta de las seis componentes de los modos en fibras cilíndricas es de gran complejidad matemática. Es posible simplificar esta descripción si se considera que en la mayoría de las fibras, utilizadas en aplicaciones prácticas, el índice de refracción de su núcleo es ligeramente mayor que el de su cubierta, es decir, $n_1 \approx n_2$, por lo tanto $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1 \ll 1$. De esta forma sólo se consideran cuatro componentes de los modos y es posible utilizar coordenadas rectangulares en lugar de cilíndricas. En este caso la Ecuación (3.32) se reduce a [2]

$$\frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} = \pm l \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right). \quad (3.37)$$

La Ecuación (3.32) tiene el doble de soluciones que la Ecuación (3.37) porque la primera es cuadrática en $J_l'(u)/uJ_l(u)$. Esto indica que en realidad cada solución de la Ecuación (3.37) se descompone en dos.

Para los modos TM y TE, utilizando las siguientes identidades para las funciones de Bessel

$$J_0'(u) = -J_1(u),$$

$$K_0'(w) = -K_1(w),$$

y la condición de aproximación de guía débil, las Ecuaciones (3.33) y (3.34) se reducen a

$$\frac{uJ_0(u)}{J_1(u)} = -\frac{wK_0(w)}{K_1(w)}. \quad (3.38)$$

El modo híbrido correspondiente a la ecuación de valor propio con signo positivo (Ecuación (3.37)) es el modo EH, y el modo híbrido correspondiente a la ecuación con signo negativo es el modo HE. Con las identidades para las funciones de Bessel

$$\begin{aligned} \frac{J_l'(u)}{uJ_l(u)} &= -\frac{J_{l+1}(u)}{uJ_l(u)} + \frac{l}{u^2} = \frac{J_{l-1}(u)}{uJ_l(u)} - \frac{l}{u^2}, \\ \frac{K_l'(w)}{wK_l(w)} &= -\frac{K_{l+1}(w)}{wK_l(w)} + \frac{l}{w^2} = -\frac{K_{l-1}(w)}{wK_l(w)} - \frac{l}{w^2}, \\ J_l(u) &= 2\frac{l-1}{u}J_{l-1}(u) - J_{l-2}(u), \\ K_l(w) &= 2\frac{l-1}{w}K_{l-1}(w) + K_{l-2}(w), \end{aligned}$$

la ecuación de valor propio para el modo EH se puede obtener como [2]

$$\frac{uJ_l(u)}{J_{l+1}(u)} = -\frac{wK_l(w)}{K_{l+1}(w)}, \quad (3.39)$$

y para el modo HE como [2]

$$\frac{uJ_{l-2}(u)}{J_{l-1}(u)} = -\frac{wK_{l-2}(w)}{K_{l-1}(w)}. \quad (3.40)$$

En el caso de que $l = 1$ y utilizando las siguientes identidades para las funciones de Bessel

$$\begin{aligned} J_{-1}(u) &= -J_1(u), \\ K_{-1}(w) &= -K_1(w), \end{aligned}$$

se puede obtener la ecuación de valor propio para el modo HE_{1i} a partir de la Ecuación (3.40), la cual está dada por

$$\frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} = -\frac{wK_1(w)}{K_0(w)}. \quad (3.41)$$

Suponiendo que $\beta = k_0n_2$, la frecuencia de corte normalizada se puede obtener de las Ecuaciones (3.38) a (3.41) de la siguiente forma [2]

$$v_{cte} = \begin{cases} j_{0,i} & \text{modo TM}_{0i} \text{ y modo TE}_{0i} \\ j_{l,i} & \text{modo EH} (l = 1, 2, 3, \dots) \\ 0 \text{ y } j_{1,i-1} & \text{modo HE}_{li} \\ j_{l-2,i} & \text{modo HE}_{li} (l = 2, 3, 4, \dots) \end{cases}, \quad (3.42)$$

donde $j_{l,i}$ es el i -ésimo cero de la función de Bessel de primer tipo de orden l , excepto 0. Como se puede observar, el modo fundamental de una fibra óptica es el modo HE₁₁, cuya frecuencia de corte es 0. Para que la fibra óptica opere en régimen monomodo se debe cumplir la condición

$$v = k_0 a_1 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} < j_{0,1} = 2.405 = v_c. \quad (3.43)$$

A v_c se le conoce como la frecuencia de corte normalizada para régimen monomodo. Asimismo, de la Ecuación (3.43) se puede obtener la longitud de onda de corte

$$\lambda_c = \frac{2\pi a_1 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{v_c}. \quad (3.44)$$

Sólo si la longitud de onda de la luz que se propaga por la fibra es mayor que λ_c , la fibra operará en régimen monomodo.

Al aplicar la aproximación de guía débil, las componentes del campo eléctrico en el núcleo para el modo HE₁₁ se pueden expresar de la siguiente forma [2]

$$E_z = A_1 J_1 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos \theta \\ \text{sen } \theta \end{cases}, \quad (3.45)$$

$$\begin{cases} E_x = -j \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \\ E_y = 0 \end{cases}, \quad (3.46)$$

$$\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = -j \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \end{cases}. \quad (3.47)$$

La Ecuación (3.46) resulta si se usa la opción superior en la Ecuación (3.45), pero si se usa la opción inferior, resulta la Ecuación (3.47). Las Ecuaciones (3.46) y (3.47) describen polarización lineal con las componentes x e y del campo eléctrico respectivamente, y muestran que el modo HE₁₁ se descompone en dos. Cuando se requiere diferenciar el estado de polarización, los modos HE₁₁ dados por las Ecuaciones (3.46) y (3.47) se distinguen uno del otro denotándolos por modos HE₁₁^{*x*} y HE₁₁^{*y*} respectivamente [2].

Si se define el parámetro p como

$$p = \begin{cases} 1 & \text{modos TM y TE} \\ l+1 & \text{modo EH} \\ l-1 & \text{modo HE} \end{cases}, \quad (3.48)$$

los modos con el mismo parámetro p satisfacen la misma ecuación de valor propio [2]

$$\frac{uJ_{p-1}(u)}{J_p(u)} = -\frac{wK_{p-1}(w)}{K_p(w)}, \quad (3.49)$$

y se descompondrán. A tales modos se les llama modos linealmente polarizados (LP). Si se hace una comparación entre los modos linealmente polarizados y los modos exactos, se puede ver que los primeros son en realidad una superposición de los modos $HE_{l+1,i}$ y $EH_{l-1,i}$. Dos superposiciones lineales independientes llevan a modos polarizados en x y modos polarizados en y [3]. Los valores propios de la Ecuación (3.49) se denotan por β_{li} donde $l = 0,1,2,\dots$, $i = 1,2,3,\dots$, i indica la i -ésima raíz de la Ecuación (3.49); por lo tanto los modos se denotan por LP_{li} . En este caso el modo de menor orden es el modo HE_{11} , el cual tiene una constante de propagación β_{01} y se designa por LP_{01} .

En la Figura 3.6 se puede observar una gráfica del índice de refracción normalizado en función de la frecuencia normalizada, para varios modos LP. La constante de propagación normalizada se define por la siguiente ecuación

$$b = \frac{n_e^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad (3.50)$$

donde n_e es el índice de refracción efectivo del modo dado por

$$n_e = \beta / k_0. \quad (3.51)$$

El valor de v para el cual b es cero, es el valor de la frecuencia de corte para cada modo. Se puede advertir que la frecuencia de corte para el modo LP_{01} está muy cercana a cero y para el modo LP_{11} es nuevamente 2.405.

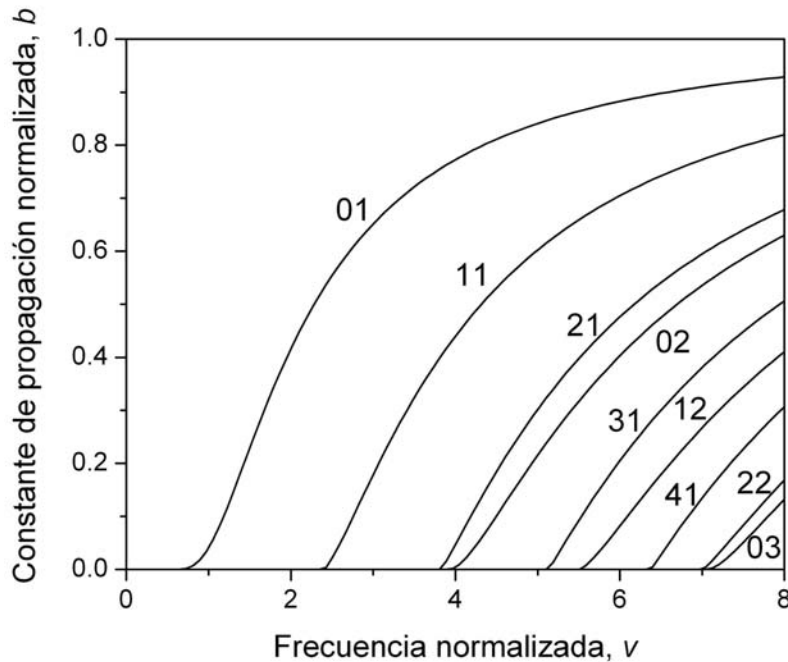


Figura 3.6 Constante de propagación normalizada en función de la frecuencia normalizada para diferentes modos LP.

Al emplear modos linealmente polarizados es posible decir que éstos están casi transversalmente polarizados y están dominados por una componente transversal del campo eléctrico y otra componente transversal del campo magnético. De esta forma, se elige al vector \mathbf{E} para que tenga una

dirección radial arbitraria y el vector \mathbf{H} tendrá una dirección radial ortogonal. Además, existe otro modo independiente con vectores \mathbf{E} y \mathbf{H} perpendiculares a los primeros.

3.2 Teoría de modos acoplados en fibras ópticas con rejillas

El enfoque de modos acoplados se puede emplear para modelar una variedad de fenómenos que se presentan en física e ingeniería. Por ejemplo acopladores direccionales de microondas, difracción de rayos X en cristales y esparcimiento de luz debida a ondas acústicas y a rejillas de holograma. También es útil para el análisis de dispositivos de óptica integrada, tales como filtros basados en guías de onda corrugadas y láseres de retroalimentación distribuida, entre otros. Asimismo, este enfoque ha sido aplicado a una gran variedad de guías de onda dieléctricas incluyendo fibras ópticas [1,3,4].

3.2.1 Ecuaciones diferenciales de acoplamiento modal

La teoría de modos acoplados se basa en la excitación de varios modos, debida a fuentes representadas por la amplitud compleja del correspondiente vector de polarización inducido P [4]. Considerando la polarización inducida, las ecuaciones de Maxwell tienen la siguiente forma

$$\nabla \times E = -j\omega\mu H, \quad (3.52)$$

$$\nabla \times H = j\omega\varepsilon E + j\omega P, \quad (3.53)$$

donde μ y ε son la permeabilidad y permitividad del medio respectivamente.

En una guía de onda dieléctrica todos los modos son ortogonales entre sí, ya sean modos guiados o modos de radiación. Si consideramos dos polarizaciones inducidas P_1 y P_2 y los campos electromagnéticos excitados por ellas, como soluciones de las ecuaciones de Maxwell e identificados por 1 y 2, en un medio con permeabilidad constante y sin pérdidas, el producto punto del complejo conjugado del segundo campo magnético H_2^* con la Ecuación (3.52) está dado por

$$H_2^* \cdot (\nabla \times E_1) = -j\omega\mu H_1 \cdot H_2^*, \quad (3.54)$$

el producto punto de E_1 con el complejo conjugado de la Ecuación (3.53) es de la forma

$$E_1 \cdot (\nabla \times H_2^*) = -j\omega\varepsilon E_1 \cdot E_2^* - j\omega P_2^* \cdot E_1, \quad (3.55)$$

restando la Ecuación (3.55) de la Ecuación (3.54) tenemos

$$H_2^* (\nabla \times E_1) - E_1 \cdot (\nabla \times H_2^*) = -j\omega\mu H_1 \cdot H_2^* + j\omega\varepsilon E_1 \cdot E_2^* + j\omega P_2^* \cdot E_1, \quad (3.56)$$

empleando la siguiente identidad vectorial

$$\nabla \cdot (a \times b) = b \cdot (\nabla \times a) - a \cdot (\nabla \times b),$$

la Ecuación (3.56) queda de la forma

$$\nabla \cdot (E_1 \times H_2^*) = j\omega(\varepsilon E_1 \cdot E_2^* + P_2^* \cdot E_1 - \mu H_1 \cdot H_2^*). \quad (3.57)$$

Si ahora se intercambian los subíndices 1 y 2 en la Ecuación (3.57) y se toma el complejo conjugado se obtiene

$$\nabla \cdot (E_2^* \times H_1) = -j\omega(\varepsilon E_2^* \cdot E_1 + P_1 \cdot E_2^* - \mu H_2^* \cdot H_1), \quad (3.58)$$

y sumando el resultado a la Ecuación (3.57) se llega a la siguiente ecuación

$$\nabla \cdot (E_1 \times H_2^* + E_2^* \times H_1) = -j\omega P_1 \cdot E_2^* + j\omega P_2^* \cdot E_1, \quad (3.59)$$

la cual es la relación de reciprocidad de Lorentz. Si ahora identificamos al campo 2 como un modo presente en la guía de onda, entonces $P_2 = 0$. Integrando en la sección transversal de la guía y utilizando el teorema de la divergencia que establece

$$\int_{vol} \nabla \cdot A dv = \oint_s A \cdot ds, \quad (3.60)$$

encontramos [4]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \frac{\partial}{\partial z} (E_1 \times H_2^* + E_2^* \times H_1)_z = -j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy P_1 \cdot E_2^*. \quad (3.61)$$

Debido a la ortogonalidad de los modos, un campo se puede considerar como una superposición de los modos de la guía de onda. Por lo tanto, el campo 1 se puede expandir en términos de los modos que lo componen, la expansión de las componentes transversales del campo 1 queda de la forma [4]

$$E_{1t} = \sum [a_m(z) + b_m(z)] E_{tm}, \quad (3.62)$$

$$H_{1t} = \sum [a_m(z) - b_m(z)] E_{tm}, \quad (3.63)$$

aquí el símbolo Σ representa una sumatoria del conjunto finito y discreto de los modos guiados más una integración del espectro continuo de los modos de radiación. Los coeficientes $a_m(z)$ y $b_m(z)$ son funciones de z y son coeficientes de los modos de propagación directa e inversa respectivamente. E_{tm} representa la componente transversal del m -ésimo modo. Si se escoge al campo 2 como un modo de propagación directa, entonces lo podemos representar de la siguiente forma

$$E_2 = E_n \exp(-j\beta_n z), \quad (3.64)$$

$$H_2 = H_n \exp(-j\beta_n z). \quad (3.65)$$

Es conveniente hacer una normalización de los modos por medio de la potencia de éstos, la potencia de un modo arbitrario i se normaliza de la siguiente manera

$$P_i = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy E_i \times H_i^* = 1 \text{ W}. \quad (3.66)$$

Sustituyendo las Ecuaciones (3.64) y (3.65) en la Ecuación (3.61) junto con la expansión de los modos (Ecuaciones (3.62) y (3.63)) y aplicando la normalización del modo, los coeficientes b_m se cancelan y se obtiene [4]

$$\frac{da_n}{dz} + j\beta_n a_n = -j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_n^*. \quad (3.67)$$

De forma similar, si se elige el campo 2 como un modo de propagación inversa, se puede expresar de la forma

$$E_2 = E_{-n} \exp(j\beta_n z), \quad (3.68)$$

$$H_2 = H_{-n} \exp(j\beta_n z), \quad (3.69)$$

y aplicando las mismas sustituciones se obtiene [4]

$$\frac{db_n}{dz} - j\beta_n b_n = j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_{-n}^*. \quad (3.70)$$

Normalmente se definen las amplitudes de los modos de propagación directa e inversa de la siguiente forma

$$A_n = a_n \exp(j\beta_n z), \quad (3.71)$$

$$B_n = b_n \exp(-j\beta_n z). \quad (3.72)$$

Por lo tanto, el cambio de estas amplitudes a lo largo de la coordenada z debido a la presencia de fuentes por la polarización inducida se puede expresar como

$$\frac{dA_n}{dz} = -j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_n^* \exp(j\beta_n z), \quad (3.73)$$

$$\frac{dB_n}{dz} = j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy P \cdot E_{-n}^* \exp(-j\beta_n z). \quad (3.74)$$

Como se puede advertir, si no existen fuentes que exciten modos de propagación, no hay cambio alguno en las amplitudes de los modos de propagación. Las ecuaciones anteriores son generales, es decir, aplicables para una polarización arbitraria, ya que no se ha hecho suposición alguna en cuanto a la naturaleza de la polarización.

Para una rejilla en fibra óptica existe una deformación escalar, la cual se modela por la diferencia de la constante dieléctrica real del material $\Delta\epsilon(x,y,z)$ con respecto al valor nominal de esta constante dieléctrica $\epsilon(x,y)$, la polarización inducida se puede obtener como

$$P = \Delta\epsilon E. \quad (3.75)$$

El índice de refracción del material se relaciona con la constante dieléctrica de la siguiente forma, si se considera que dicho material tiene una permeabilidad μ_0 ,

$$n^2 = \epsilon / \epsilon_0. \quad (3.76)$$

Por lo tanto la modulación del índice de refracción puede ser representada por una modulación en la constante dieléctrica del material.

Sólo las componentes transversales del campo son ortogonales y sólo a éstas se les puede aplicar la expansión de modos, por esta razón las componentes longitudinales deben ser manejadas de forma distinta. Para las primeras obtenemos la siguiente expresión para la polarización inducida, considerando las Ecuaciones (3.62), (3.63) y (3.75)

$$P_t = \Delta\epsilon E_t = \Delta\epsilon \sum (a_m + b_m) E_{tm}. \quad (3.77)$$

Considerando la Ecuación (3.53), la componente longitudinal del campo eléctrico se puede expresar como

$$j\omega(\epsilon + \Delta\epsilon)E_z = \nabla_t \times H_t. \quad (3.78)$$

Utilizando las Ecuaciones (3.78) y (3.62) la expresión para P_z queda de la forma [4]

$$\begin{aligned}
 P_z &= \Delta \varepsilon E_z \\
 P_z &= \frac{1}{j\omega} \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} \nabla_t \times H_t \\
 P_z &= \frac{1}{j\omega} \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} \sum (a_m - b_m) \nabla_t \times H_{tm} \\
 P_z &= \frac{\Delta \varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} \sum (a_m - b_m) E_{zm}
 \end{aligned} \tag{3.79}$$

Sustituyendo las componentes de P en las Ecuaciones (3.73) y (3.74) y utilizando relaciones de simetría se obtiene [4]

$$\frac{dA_n}{dz} = -j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \sum \left[(a_m + b_m) \Delta \varepsilon E_{tm} \cdot E_{tm}^* + (a_m - b_m) \frac{\Delta \varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} E_{zm} \cdot E_{zn}^* \right] \exp(j\beta_n z), \tag{3.80}$$

$$\frac{dB_n}{dz} = j\omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \sum \left[(a_m + b_m) \Delta \varepsilon E_{tm} \cdot E_{tm}^* - (a_m - b_m) \frac{\Delta \varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} E_{zm} \cdot E_{zn}^* \right] \exp(-j\beta_n z). \tag{3.81}$$

Se definen los coeficientes de acoplamiento transversal y longitudinal de la siguiente forma

$$K_{mn}^t = \omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \Delta \varepsilon E_{tm} \cdot E_{tn}^*, \tag{3.82}$$

$$K_{mn}^z = \omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \frac{\Delta \varepsilon \cdot \varepsilon}{\varepsilon + \Delta \varepsilon} E_{zm} \cdot E_{zn}^*. \tag{3.83}$$

Las Ecuaciones (3.80) y (3.81) se simplifican utilizando estos coeficientes de acoplamiento y las amplitudes de los modos expresadas en las Ecuaciones (3.71) y (3.72)

$$\frac{dA_n}{dz} = -j \sum \left\{ A_m (K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[-j(\beta_m - \beta_n)z] + B_m (K_{mn}^t - K_{mn}^z) \exp[j(\beta_m + \beta_n)z] \right\}, \tag{3.84}$$

$$\frac{dB_n}{dz} = j \sum \left\{ A_m (K_{mn}^t - K_{mn}^z) \exp[-j(\beta_m + \beta_n)z] + B_m (K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[j(\beta_m - \beta_n)z] \right\}. \tag{3.85}$$

Estas dos expresiones forman la base para la solución de un número de problemas de modos acoplados. Muestran el cambio en la amplitud de cada modo como función de la deformación $\Delta \varepsilon$, la distribución modal del campo y las amplitudes de todos los otros modos presentes en la guía [4].

3.2.2 Solución analítica de las ecuaciones diferenciales de acoplamiento para rejillas uniformes

Para el caso de las rejillas en fibra óptica pueden considerarse solamente dos modos que tienen sincronización suficiente para que haya intercambio de energía entre ellos. La aproximación de sincronización significa que los términos en el lado derecho de las Ecuaciones (3.84) y (3.85), que tienen una oscilación rápida con respecto de z , se pueden despreciar ya que casi no contribuyen al cambio de las amplitudes. Por lo tanto las ecuaciones de acoplamiento se pueden simplificar. Las soluciones de estas ecuaciones se han descrito de varias formas en la literatura.

Acoplamiento co-direccional

El acoplamiento co-direccional significa que hay intercambio de energía entre dos modos de propagación directa, es decir, entre los modos A_n y A_m de la Ecuación (3.84). Denotamos las amplitudes de éstos por A y B respectivamente. De esta forma la Ecuación (3.84) se simplifica a las siguientes ecuaciones de acoplamiento, que describen los cambios en las amplitudes [4]

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa B \exp(-j2\delta z), \quad (3.86)$$

$$\frac{dB}{dz} = -j\kappa A \exp(j2\delta z), \quad (3.87)$$

donde κ es el coeficiente de acoplamiento cruzado (entre los modos A y B), el cual depende de los coeficientes de acoplamiento transversal y longitudinal (Ecuaciones (3.82) y (3.83)), es real y constante para una rejilla uniforme, y δ es la desintonización de frecuencia que indica la desviación de sincronización y para una rejilla uniforme está dada por

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta_A - \beta_B) - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (3.88)$$

donde β_A y β_B son las constantes de propagación de los modos respectivos y Λ es el período de modulación del índice de refracción. Nótese que cuando $\delta = 0$, la Ecuación (3.88) se reduce a la Ecuación (1.17) si se identifica al modo A como el modo fundamental del núcleo de la fibra y el modo B con el modo con el cual ocurre el acoplamiento. Las amplitudes de los dos modos relevantes pueden expresarse de la forma

$$A = R \cdot \exp(-j\delta z), \quad (3.89)$$

$$B = S \cdot \exp(j\delta z), \quad (3.90)$$

por lo tanto, las Ecuaciones (3.86) y (3.87) se transforman en

$$\frac{dR}{dz} = j\delta R - j\kappa S, \quad (3.91)$$

$$\frac{dS}{dz} = -j\delta S - j\kappa R. \quad (3.92)$$

Las ecuaciones anteriores son ecuaciones diferenciales ordinarias de primer orden con coeficientes constantes. Si se aplican las condiciones de frontera $R(0) = 1$ y $S(0) = 0$, se obtienen las siguientes soluciones [4]

$$R(z) = \cos(\gamma z) + \frac{j\delta \operatorname{sen}(\gamma z)}{\gamma}, \quad (3.93)$$

$$S(z) = \frac{-j\kappa \operatorname{sen}(\gamma z)}{\gamma}, \quad (3.94)$$

donde $\gamma = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$. La amplitud compleja del modo incidente al final de la rejilla se conoce como coeficiente de transmisión barra o simplemente coeficiente de transmisión y se determina de la siguiente forma

$$\tau = \frac{R(L)}{R(0)}, \quad (3.95)$$

donde L es la longitud de la rejilla. Mientras que el coeficiente de potencia de transmisión barra o simplemente transmisión se obtiene de la forma

$$t = |\tau|^2 = \cos^2(\gamma L) + \frac{\delta^2 \sin^2(\gamma L)}{\gamma^2}. \quad (3.96)$$

De igual forma, la amplitud compleja del modo al cual se acopla el modo incidente al final de la rejilla se conoce como coeficiente de transmisión cruzada y se determina de acuerdo a la siguiente expresión

$$\tau_x = \frac{S(L)}{R(0)}. \quad (3.97)$$

Y, por lo tanto, el coeficiente de potencia de transmisión cruzada o simplemente transmisión cruzada se obtiene con la siguiente expresión

$$t_x = |\tau_x|^2 = \frac{\kappa^2 \sin^2(\gamma L)}{\gamma^2}. \quad (3.98)$$

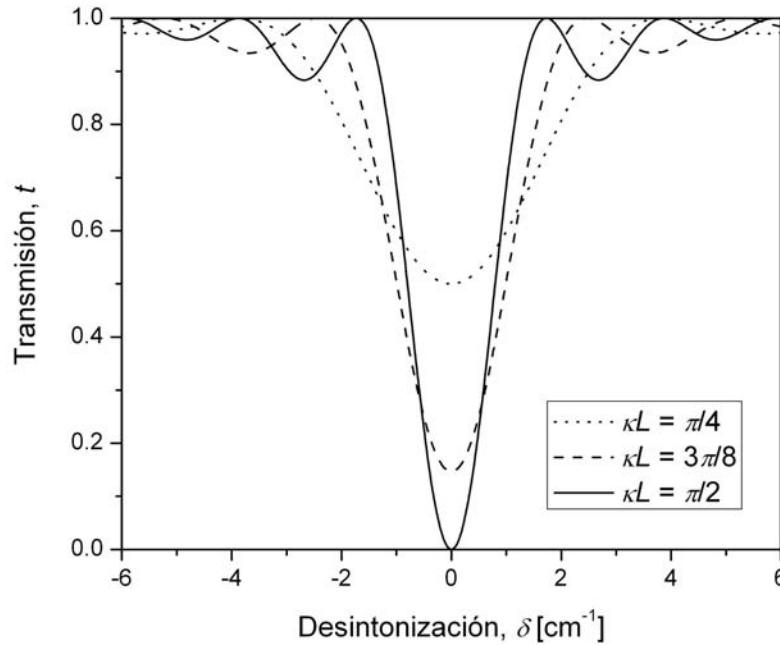


Figura 3.7 Transmisión de rejillas de período largo uniformes con $\kappa L = \pi/4, 3\pi/8$ y $\pi/2$.

Una rejilla de período largo es un ejemplo en el cual ocurre un acoplamiento co-direccional entre modos. Hay otros ejemplos como los acopladores direccionales y los convertidores de modos TE-a-TM. La Figura 3.7 muestra un ejemplo del espectro de transmisión de rejillas de período largo con $\kappa L = \pi/4, 3\pi/8$ y $\pi/2$. Como es de esperarse, se puede observar en la Figura 3.7 que $\delta = 0$ es el punto de resonancia, la longitud de onda de resonancia se puede calcular con la Ecuación (3.88) haciendo las sustituciones necesarias. También se puede ver que el valor mínimo de la transmisión (para $\delta = 0$) depende del producto κL , es decir, a medida que disminuye κL el acoplamiento se vuelve

más débil. Cuando $\kappa L = \pi/2$ se obtiene un acoplamiento óptimo, si se aumenta más el valor del producto habrá sobre-modulación, lo que provocará que la transmisión mínima aumente y se aleje de cero, además los lóbulos laterales serán más pronunciados. Asimismo, para valores menores de κL el espectro se ensancha.

Acoplamiento contra-direccional

El acoplamiento contra-direccional quiere decir que hay intercambio de energía entre un modo de propagación directa y el mismo pero de propagación inversa, es decir, entre los modos A_n y B_n de las Ecuaciones (3.84) y (3.85). Denotamos las amplitudes de éstos por A y B respectivamente. De esta forma las Ecuaciones (3.84) y (3.85) se simplifican a las siguientes ecuaciones de acoplamiento, que describen los cambios en las amplitudes [4]

$$\frac{dA}{dz} = -j\kappa B \exp(j2\delta z), \quad (3.99)$$

$$\frac{dB}{dz} = j\kappa A \exp(-j2\delta z), \quad (3.100)$$

donde la desintonización de frecuencia para una rejilla uniforme ahora está dada por

$$\delta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (3.101)$$

y β es la constante de propagación del modo de propagación directa. Las amplitudes de los dos modos relevantes pueden expresarse de la forma

$$A = R \cdot \exp(j\delta z), \quad (3.102)$$

$$B = S \cdot \exp(-j\delta z), \quad (3.103)$$

y las Ecuaciones (3.99) y (3.100) se transforman en

$$\frac{dR}{dz} = -j\delta R - j\kappa S, \quad (3.104)$$

$$\frac{dS}{dz} = j\delta S + j\kappa R. \quad (3.105)$$

Aplicando las condiciones de frontera $R(0) = 1$ y $S(L) = 0$, se obtienen las siguientes soluciones [4]

$$R(L) = \frac{\gamma}{\gamma \cosh(\gamma L) + j\delta \sinh(\gamma L)}, \quad (3.106)$$

$$S(0) = \frac{-j\kappa \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) + j\delta \sinh(\gamma L)}, \quad (3.107)$$

donde $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$. La amplitud compleja del modo reflejado por la rejilla se conoce como coeficiente de reflexión y se determina de la siguiente forma

$$\rho = \frac{S(0)}{R(0)}. \quad (3.108)$$

Mientras que el coeficiente de potencia de reflexión o simplemente reflexión se obtiene de la forma

$$r = |\rho|^2 = \frac{\sinh^2(\gamma L)}{\cosh^2(\gamma L) - \delta^2 / \kappa^2}. \quad (3.109)$$

De manera análoga, la amplitud compleja del modo transmitido por la rejilla se conoce como coeficiente de transmisión y se determina de acuerdo a la siguiente expresión

$$\tau = \frac{R(L)}{R(0)}. \quad (3.110)$$

Y, por lo tanto, el coeficiente de potencia de transmisión o simplemente transmisión se obtiene con la siguiente expresión

$$t = |\tau|^2 = \frac{\gamma^2}{\kappa^2 \cosh^2(\gamma L) - \delta^2}. \quad (3.111)$$

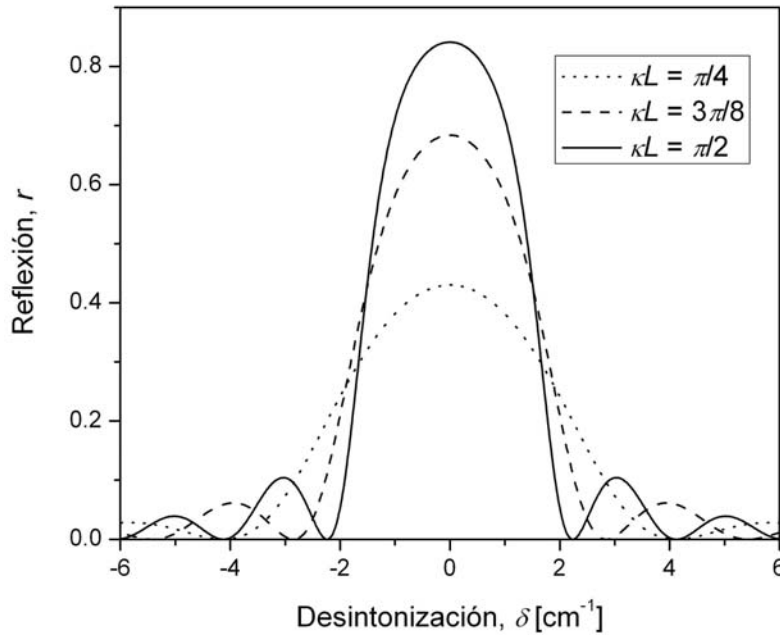


Figura 3.8 Reflexión de rejillas de Bragg uniformes con $\kappa L = \pi/4, 3\pi/8$ y $\pi/2$.

Una rejilla de Bragg (rejilla de reflexión) es un ejemplo en el cual ocurre acoplamiento contra-direccional entre modos. Como muestra, la Figura 3.8 presenta el espectro de reflexión de rejillas de Bragg con $\kappa L = \pi/4, 3\pi/8$ y $\pi/2$. En la Figura 3.8 se muestra que en este caso también $\delta = 0$ es el punto de resonancia, y la longitud de onda de resonancia se determina por medio de la Ecuación (3.101) con las sustituciones necesarias. El valor máximo de la reflexión depende del producto κL , y el acoplamiento disminuye cuando κL también disminuye. Además se puede observar que para rejillas de Bragg la sobre-modulación ocurrirá para $\kappa L > \pi/2$, a medida que se aumente este producto los lóbulos laterales también serán más pronunciados. Sin embargo, el valor máximo de la transmisión no disminuirá si se incrementa más el valor de κL , la transmisión máxima será 1 pero el ancho del espectro aumentará. Por otro lado, cuando κL disminuye a valores menores $\pi/2$ el espectro de reflexión también se ensancha.

3.2.3 Solución numérica de las ecuaciones diferenciales de acoplamiento para rejillas casi uniformes

Cuando una rejilla no tiene período o amplitud de modulación constantes, se dice que es no uniforme. Si la variación de estos dos parámetros es lenta con respecto a la posición en el eje longitudinal, es posible reducir las ecuaciones de acoplamiento a una sola ecuación diferencial de Riccati, que se puede resolver por métodos numéricos comunes. En este trabajo sólo se presenta la solución de las ecuaciones de acoplamiento para el acoplamiento contra-direccional; no obstante, ésta se puede extender de manera sencilla para el caso de acoplamiento co-direccional. Para el acoplamiento contra-direccional las ecuaciones de acoplamiento toman la siguiente forma [5]

$$\frac{dR}{dz} = -j\delta R - j\kappa S \cdot e^{-j\varphi}, \quad (3.112)$$

$$\frac{dS}{dz} = j\delta S + j\kappa R \cdot e^{j\varphi}, \quad (3.113)$$

donde las exponenciales representan un corrimiento de fase del período de modulación de φ radianes con respecto a $z = 0$, y el coeficiente de acoplamiento κ varía en función del cambio de amplitud en la modulación del índice de refracción. En otras palabras, para que se pueda considerar una rejilla casi uniforme $\varphi(z)$ y $\kappa(z)$ deben ser funciones que varían lentamente con respecto a z .

Si se supone que la rejilla tiene una longitud L , se puede decir que se extiende desde $z = -L/2$ hasta $z = L/2$, de tal manera que las condiciones de frontera que se deben aplicar son: $R(-L/2) = 1$ y $S(L/2) = 0$. Para realizar la reducción de las ecuaciones de acoplamiento es necesario definir el siguiente coeficiente de reflexión local [5]:

$$\rho = \frac{S}{R} e^{-j\varphi}, \quad (3.114)$$

su derivada con respecto a z es

$$\frac{d\rho}{dz} = \left[\frac{1}{R} \frac{dS}{dz} - \frac{S}{R^2} \frac{dR}{dz} - j \frac{S}{R} \frac{d\varphi}{dz} \right] e^{-j\varphi}. \quad (3.115)$$

Si se utilizan las Ecuaciones (3.112), (3.113) y (3.114) en la Ecuación (3.115) se puede llegar a la siguiente expresión que es una ecuación de Riccati [5]

$$\frac{d\rho}{dz} = j \left(2\delta - \frac{d\varphi}{dz} \right) \rho + j\kappa(1 + \rho^2), \quad (3.116)$$

cuya condición de frontera depende de las condiciones de frontera del par de ecuaciones de acoplamiento y por lo tanto queda

$$\rho(L/2) = 0. \quad (3.117)$$

La Ecuación (3.116) se puede resolver por métodos numéricos comunes, tal como el método de Runge-Kutta, para obtener la amplitud compleja del modo reflejado, es decir, el valor $\rho(-L/2)$ y su reflexión r .

Para realizar un análisis sencillo de la respuesta espectral de las rejillas de reflexión, se puede considerar que existe una variación lenta del coeficiente de acoplamiento o de la fase del período de modulación, con respecto al eje longitudinal del dispositivo. Aquí presentamos sólo un ejemplo de

variación del coeficiente de acoplamiento κ , es decir, $\varphi = 0$. El segundo caso puede ser analizado de manera similar. Un ejemplo ilustrativo es considerar que el coeficiente de acoplamiento varía de forma lineal de acuerdo con la siguiente expresión [5]

$$\kappa(z) = \kappa_0(1 + Tz/L), \quad (3.118)$$

donde κ_0 es el valor del coeficiente de acoplamiento en el centro de la rejilla ($z = 0$) y T es una constante que representa el grado de variación de κ . En la Figura 3.9 se presentan ejemplos de la variación del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ para distintos valores del parámetro T .

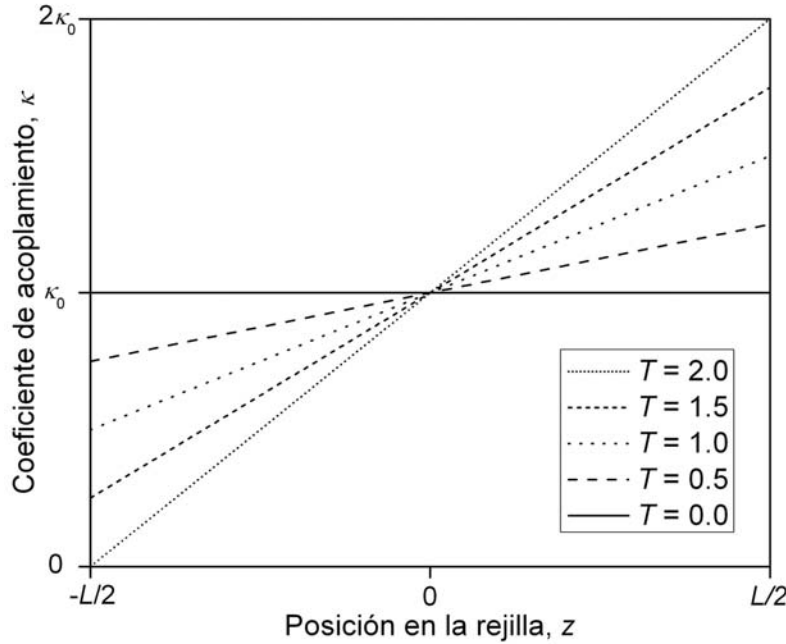


Figura 3.9 Variación lineal del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ de acuerdo a la Ecuación (3.118), para $T = 0, 0.5, 1, 1.5$ y 2 .

Para encontrar la reflexión de la rejilla es necesario sustituir la Ecuación (3.118) en la Ecuación (3.116) y después evaluar esta última usando algún método numérico. La Figura 3.10 (obtenida de la Ref. 5) ilustra las curvas de reflexión en función de la desintonización normalizada (δL), obtenidas utilizando el método de Runge-Kutta de cuarto orden, para un valor de $\kappa_0 L = \pi/2$ y para distintos valores de T . En esta figura sólo se grafica la reflexión para valores positivos de δ ; sin embargo, es posible demostrar que esta respuesta es simétrica en estos casos [5].

La Figura 3.10 muestra que a medida que se aumenta el valor de T , los ceros de la respuesta tienden a desaparecer y el ancho de banda aumenta ligeramente. Para la variación del coeficiente de acoplamiento también es posible considerar funciones cuadráticas o aún más complejas, esto hace que la solución numérica de la Ecuación (3.116) sea más complicada y requiera de un mayor tiempo de computación.

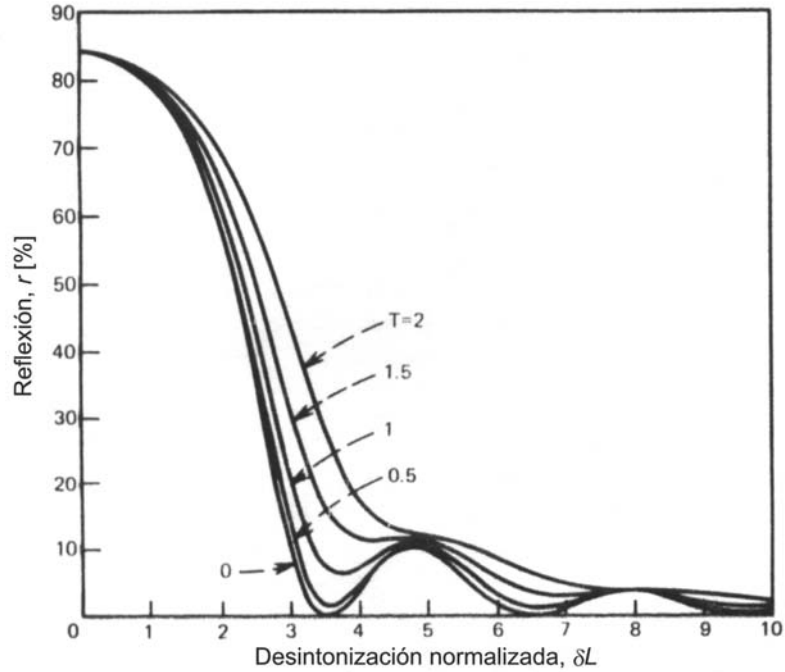


Figura 3.10 Reflexión de rejillas de Bragg con variación lineal de $\kappa(z)$ de acuerdo a la Ecuación (3.118), para $\kappa_0 L = \pi/2$ y $T = 0, 0.5, 1, 1.5$ y 2 . Cálculo realizado por integración numérica con el método de Runge-Kutta de cuarto orden [5].

3.2.4 Solución numérica aplicando el método de la matriz fundamental para rejillas no uniformes

Además de los métodos anteriores, se puede aproximar la solución de las ecuaciones diferenciales de acoplamiento para una rejilla no uniforme si se divide la misma en M pequeños segmentos o secciones, como se muestra en la Figura 3.11. Se considera que cada segmento contiene una rejilla uniforme, por lo tanto hay una solución analítica que se representa en forma de una matriz fundamental. Se deben determinar las matrices de las M secciones y por multiplicación de éstas se obtienen las características de la rejilla completa, con condiciones de fase entre secciones contiguas apropiadas, por esta razón se le denomina método de la matriz fundamental (matriz F) [6].

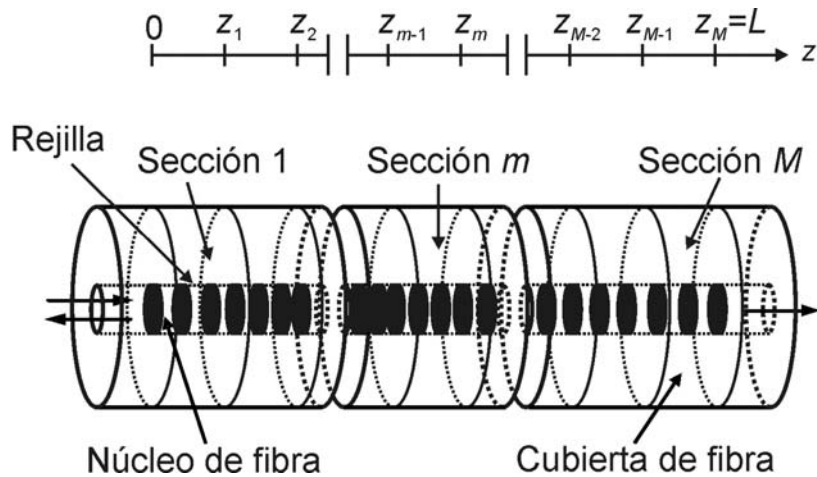


Figura 3.11 Rejilla no uniforme dividida en M secciones que se consideran uniformes.

Acoplamiento co-direccional

El sistema de ecuaciones diferenciales lineales homogéneas (Ecuaciones (3.91) y (3.92)) se puede resolver por eliminación, es decir, se eliminan las variables dependientes para obtener una sola ecuación de segundo orden. La ecuación diferencial de segundo orden para el modo incidente queda de la forma

$$\frac{d^2 R}{dz^2} + (\kappa^2 + \delta^2)R = 0, \quad (3.119)$$

y la amplitud compleja del modo con el cual se acopla el modo incidente se puede obtener a partir de la amplitud compleja de este último con la siguiente expresión

$$S = \frac{j}{\kappa} \frac{dR}{dz} + \frac{\delta}{\kappa} R. \quad (3.120)$$

La solución general de la Ecuación (3.119), sin aplicar condiciones de frontera, es

$$R = C_1 \exp(j\gamma z) + C_2 \exp(-j\gamma z), \quad (3.121)$$

donde C_1 y C_2 son constantes arbitrarias y $\gamma = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$. La derivada de R con respecto de z es

$$\frac{dR}{dz} = jC_1\gamma \exp(j\gamma z) + jC_2\gamma \exp(-j\gamma z), \quad (3.122)$$

por lo tanto S se puede determinar de la forma

$$S = \frac{1}{\kappa} [-C_1\gamma \exp(j\gamma z) + C_2\gamma \exp(-j\gamma z)] + \frac{\delta}{\kappa} [C_1 \exp(j\gamma z) + C_2 \exp(-j\gamma z)]. \quad (3.123)$$

Suponiendo que la sección m de la rejilla se extiende desde $z = z_{m-1}$ hasta $z = z_m$ (ver Figura 3.11) y que debe haber continuidad de los dos modos de propagación, las amplitudes de los modos en los extremos de la sección se relacionan por [6]

$$\begin{bmatrix} R(z_m) \\ S(z_m) \end{bmatrix} = \mathbf{F}_m \begin{bmatrix} R(z_{m-1}) \\ S(z_{m-1}) \end{bmatrix}, \quad (3.124)$$

donde \mathbf{F}_m es la matriz fundamental de 2×2 para la sección m . Para determinar los elementos de \mathbf{F}_m se deben obtener ecuaciones para C_1 y C_2 en términos de $R(z_{m-1})$ y $S(z_{m-1})$, sustituirlas en las Ecuaciones (3.121) y (3.123) y evaluarlas en $L_m = z_m - z_{m-1}$ (L_m es la longitud de la sección). Al realizar estas operaciones se encuentra que los elementos de la matriz F_m están dados por

$$\begin{aligned} f_{m,11} &= \cos(\gamma L_m) + \frac{j\delta}{\gamma} \text{sen}(\gamma L_m) \\ f_{m,12} &= -\frac{j\kappa}{\gamma} \text{sen}(\gamma L_m) \\ f_{m,21} &= -\frac{j\kappa}{\gamma} \text{sen}(\gamma L_m) \\ f_{m,22} &= \cos(\gamma L_m) - \frac{j\delta}{\gamma} \text{sen}(\gamma L_m) \end{aligned} \quad (3.125)$$

La matriz fundamental para la rejilla completa está dada por

$$\mathbf{F} = \prod_{i=1}^M \mathbf{F}_i. \quad (3.126)$$

Así que las amplitudes de los modos en los dos extremos de la rejilla se relacionan con

$$\begin{bmatrix} R(L) \\ S(L) \end{bmatrix} = \mathbf{F} \begin{bmatrix} R(0) \\ S(0) \end{bmatrix}. \quad (3.127)$$

El espectro de transmisión de varias rejillas de período largo no uniformes se calculó por medio del método de la matriz \mathbf{F} . En la Figura 3.12 se presentan las curvas de transmisión en función de la desintonización normalizada (δL), para rejillas con variación del coeficiente de acoplamiento de acuerdo a la Ecuación (3.118) y utilizando los mismos valores de $\kappa_0 L$ y T considerados en la Sección 3.2.3. Como se puede apreciar, el comportamiento de las rejillas de período largo es similar al de las rejillas Bragg, es decir, cuando aumenta T , los puntos en los que la respuesta es 100% tienden a desaparecer y aumenta ligeramente el ancho de banda de ésta.

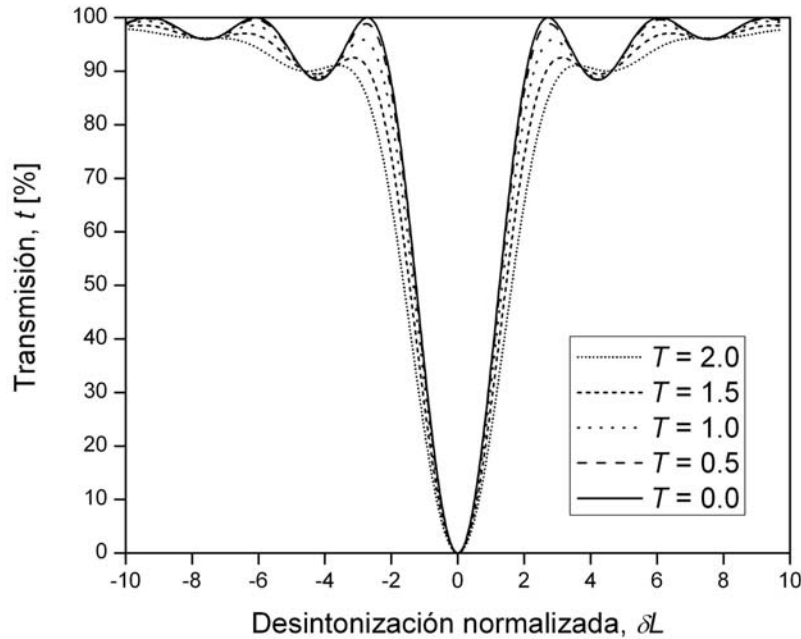


Figura 3.12 Transmisión de rejillas de período largo con variación lineal de $\kappa(z)$ de acuerdo a la Ecuación (3.118), para $\kappa_0 L = \pi/2$ y $T = 0, 0.5, 1, 1.5$ y 2 . Cálculo realizado con el método de la matriz \mathbf{F} .

Acoplamiento contra-direccional

De manera análoga, el sistema de ecuaciones diferenciales lineales homogéneas (Ecuaciones (3.104) y (3.105)) se puede resolver por eliminación para obtener una única ecuación de segundo orden. La ecuación diferencial de segundo orden para el modo incidente queda de la forma

$$\frac{d^2 R}{dz} - (\kappa^2 - \delta^2) R = 0, \quad (3.128)$$

y la amplitud compleja del modo reflejado se puede obtener a partir de la amplitud compleja del modo incidente con la siguiente expresión

$$S = \frac{j}{\kappa} \frac{dR}{dz} - \frac{\delta}{\kappa} R. \quad (3.129)$$

Si no se aplican condiciones de frontera, la solución general de la Ecuación (3.128) queda de la forma

$$R = C_1 \exp(\gamma z) + C_2 \exp(-\gamma z), \quad (3.130)$$

donde C_1 y C_2 son constantes arbitrarias y $\gamma = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$. La derivada de R con respecto de z es

$$\frac{dR}{dz} = C_1 \gamma \exp(\gamma z) - C_2 \gamma \exp(-\gamma z), \quad (3.131)$$

por lo tanto S se puede calcular con la ecuación

$$S = \frac{j}{\kappa} [C_1 \gamma \exp(\gamma z) - C_2 \gamma \exp(-\gamma z)] - \frac{\delta}{\kappa} [C_1 \exp(\gamma z) + C_2 \exp(-\gamma z)]. \quad (3.132)$$

Si nuevamente suponemos que la sección m de la rejilla se extiende desde $z = z_{m-1}$ hasta $z = z_m$ (ver Figura 3.11) y que debe haber continuidad de los dos modos de propagación, las amplitudes de los modos en los extremos de la sección están relacionadas por [6]

$$\begin{bmatrix} R(z_{m-1}) \\ S(z_{m-1}) \end{bmatrix} = \mathbf{F}_m \begin{bmatrix} R(z_m) \\ S(z_m) \end{bmatrix}. \quad (3.133)$$

donde \mathbf{F}_m también es la matriz fundamental de 2×2 para la sección m . Nótese que el lado izquierdo de la Ecuación (3.133) corresponde a las amplitudes de los modos en el extremo izquierdo de la sección, contrario al caso del acoplamiento co-direccional, porque ahora el objetivo principal es conocer la amplitud del modo reflejado en el extremo izquierdo de la sección. Los elementos de \mathbf{F}_m se determinan obteniendo ecuaciones para C_1 y C_2 en términos de $R(z_m)$ y $S(z_m)$, sustituyéndolas en las Ecuaciones (3.130) y (3.132) y evaluándolas en $L_m = z_m - z_{m-1}$. Después de estas operaciones se obtienen las siguientes ecuaciones para los elementos de la matriz F_m

$$\begin{aligned} f_{m,11} &= \cosh(\gamma L_m) + \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L_m) \\ f_{m,12} &= \frac{j\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma L_m) \\ f_{m,21} &= -\frac{j\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma L_m) \\ f_{m,22} &= \cosh(\gamma L_m) - \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L_m) \end{aligned} \quad (3.134)$$

La matriz fundamental de la rejilla completa se obtiene con

$$\mathbf{F} = \prod_{i=1}^M \mathbf{F}_i. \quad (3.135)$$

Finalmente las amplitudes de los modos en los extremos de la rejilla están relacionadas por

$$\begin{bmatrix} R(L) \\ S(L) \end{bmatrix} = \mathbf{F} \begin{bmatrix} R(0) \\ S(0) \end{bmatrix}. \quad (3.136)$$

En la Figura 3.13 se ilustran las curvas de reflexión, en función de la desintonización normalizada (δL), de varias rejillas de Bragg. El cálculo se llevó a cabo con el método de la matriz F, empleando los mismos valores de $\kappa_0 L$ y T utilizados en la Sección 3.2.3. En este caso sí se presenta la respuesta para valores negativos de δ , así que ahora sí se puede observar que ésta es simétrica. Como es evidente, hay una gran coincidencia entre las Figuras 3.10 y 3.13, debido que ambos métodos son equivalentes.

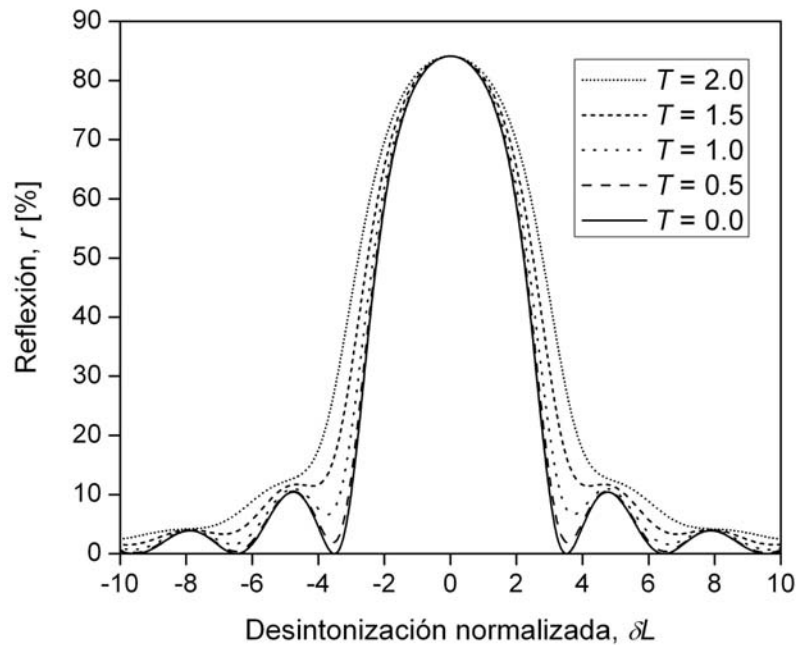


Figura 3.13 Reflexión de rejillas de Bragg con variación lineal de $\kappa(z)$ de acuerdo a la Ecuación (3.118), para $\kappa_0 L = \pi/2$ y $T = 0, 0.5, 1, 1.5$ y 2 . Cálculo realizado con el método de la matriz F.

El número de secciones M , necesario para el cálculo, está determinado por la precisión requerida. Este número no puede ser arbitrariamente grande, ya que las aproximaciones de la teoría de modos acoplados que llevan a las Ecuaciones (3.91), (3.92), (3.102) y (3.103) no son válidas cuando una sección de la rejilla tiene una longitud de unos cuantos períodos [6]. Así que se requiere que la longitud de la sección sea mucho mayor que el período de la rejilla, es decir $L_m \gg \Lambda$. Ya que esta limitación se debe a las aproximaciones hechas para reducir las ecuaciones de acoplamiento, el método de la resolución de la Ecuación (3.116) comparte el mismo problema, pues la solución numérica de dicha ecuación requiere una discretización de la rejilla en función de z .

3.3 Conclusiones

Para comprender los enfoques de análisis para rejillas en fibra óptica es necesario conocer el comportamiento del campo electromagnético en las fibras ópticas, este comportamiento está regido por la teoría electromagnética y se puede determinar con la resolución de las ecuaciones de Maxwell, ya que la luz puede considerarse como una onda electromagnética. Además, es posible realizar la aproximación de guía débil para obtener expresiones de las componentes del campo electromagnético más simples, y de esta forma considerar a los modos de propagación como modos linealmente polarizados.

La teoría de modos acoplados es un método de análisis sencillo y eficiente que se puede aplicar para el análisis de las rejillas en fibra óptica. Este método parte de la suposición de que la excitación de varios modos se presenta debido a fuentes representadas por la amplitud compleja de la polarización inducida. Se derivaron las ecuaciones de acoplamiento que se pueden emplear para modelar rejillas en fibra óptica, en las cuales exista acoplamiento co-direccional o contra-direccional. A partir de estas ecuaciones se obtuvieron expresiones para la respuesta espectral de las rejillas uniformes de transmisión (rejillas de período largo) y de reflexión (rejillas de Bragg).

Para el análisis y modelación de rejillas no uniformes se pueden emplear dos métodos importantes basados en la teoría de modos acoplados. El primero de ellos consistente en la reducción del par de ecuaciones de acoplamiento a una ecuación de Riccati. El segundo está basado en la división de la rejilla no uniforme en un número determinado de secciones uniformes, cada una de ellas caracterizada por una matriz fundamental. Para este último método se derivaron los elementos de dicha matriz para los casos en que se presenta acoplamiento co-direccional y acoplamiento contra-direccional. Ambos enfoques son equivalentes, sin embargo, el método de la matriz F tiene la ventaja de ser más rápido cuando se analizan rejillas con estructura compleja.

CAPÍTULO 4

SÍNTESIS DE REJILLAS DE PERÍODO LARGO EN FIBRA ÓPTICA

Después de haber estudiado y comprendido la teoría concerniente a las rejillas en fibra óptica, principalmente el estado del arte en el análisis y la síntesis, además del análisis del campo electromagnético en fibras ópticas; se cuenta con los elementos necesarios para mejorar las existentes o desarrollar nuevas técnicas de síntesis de rejillas en fibra óptica. Pero no sólo esto, también es posible el perfeccionamiento de los modelos matemáticos existentes usados en el análisis de esta clase de rejillas.

Actualmente existen algunos programas de cómputo comerciales capaces de realizar el análisis y la síntesis de rejillas, tanto de Bragg como de período largo. Realizamos un análisis para conocer las capacidades y deficiencias de tres programas que consideramos son los más completos. Estos programas son: GratingMOD de RSoft, OptiGrating de OptiWave y FOGS-LG de Apollo Photonics. En resumen, los tres programas están basados en la teoría de modos acoplados y permiten simular rejillas de período largo uniformes y no uniformes con modulación sinusoidal del índice del núcleo, inclusive GratingMOD es capaz de simular rejillas con modulación rectangular del índice. Por otra parte, los programas también permiten sintetizar rejillas para obtener una respuesta espectral específica. Pero no se tiene la posibilidad de realizar síntesis de otro tipo, por ejemplo, para obtener cierta respuesta a alguna variable física externa. Además, es importante mencionar que en ningún caso es posible analizar o sintetizar rejillas que estén rodeadas de algún medio con índice de refracción mayor que el de la cubierta. Por lo tanto, se hace necesario desarrollar nuevos modelos matemáticos y métodos de síntesis de rejillas de período largo que sean más versátiles.

Para la síntesis de rejillas de período largo se utilizará un algoritmo genético (AG), el cual se desarrolló para obtener los parámetros óptimos de la rejilla, como son: amplitud de modulación Δn o coeficiente de acoplamiento κ , fase φ , período Λ y longitud L . Es claro que por medio de una rejilla uniforme es imposible obtener respuestas complejas, necesarias en la mayoría de los casos prácticos; por esta razón se debe recurrir al uso de rejillas no uniformes. Sin embargo, desde el punto de vista tecnológico, es difícil inscribir este tipo de rejillas en fibras ópticas. Una manera de facilitar su proceso de fabricación es dividir a la rejilla no uniforme en M secciones, cada una de las cuales contiene una rejilla que se considera uniforme y tiene sus propios parámetros (amplitud Δn_m o coeficiente de acoplamiento κ_m , fase φ_m , período Λ_m y longitud L_m). De acuerdo con lo anterior, el AG permite la síntesis de rejillas de período largo no uniformes, representadas por la concatenación de M secciones uniformes, cada una de éstas se caracteriza por una matriz \mathbf{F}_m y la respuesta espectral de la rejilla compuesta se obtiene con la multiplicación de las matrices \mathbf{F}_m de cada sección.

A continuación se describe de manera detallada el método de síntesis propuesto y la Figura 4.1 lo describe de manera gráfica:

1. Por medio de métodos de análisis bien definidos para rejillas uniformes, encontrar rangos, tecnológicamente realizables, de los parámetros de la estructura que servirá para lograr la respuesta espectral deseada de la rejilla.
2. Realizar la síntesis de la rejilla dividida en secciones utilizando el AG, que incluye alguno de los métodos de análisis conocidos (en particular es la teoría de modos acoplados en conjunto

con el formalismo de la matriz F), para obtener el número de secciones, los parámetros de cada una de ellas y las características de respuesta espectral de la rejilla:

- Obtener la matriz de cada una de las secciones.
- Calcular la respuesta de la rejilla que se está sintetizando multiplicando las matrices que caracterizan a cada sección.
- Comparar la respuesta calculada con la respuesta deseada.
- En caso de que la respuesta calculada no sea óptima, realizar ligeras modificaciones a los parámetros de las secciones.
- Repetir los pasos (a) a (d) hasta que la respuesta calculada de la rejilla sea la más próxima a la deseada.

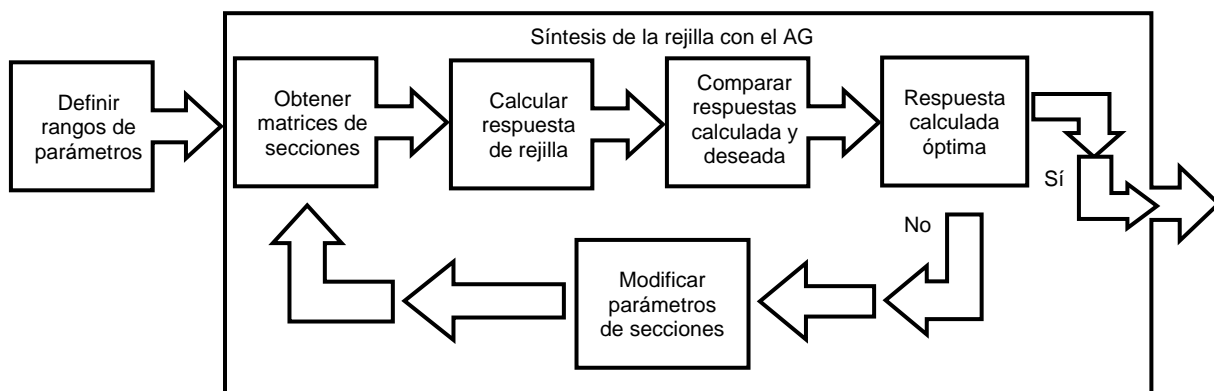


Figura 4.1 Descripción gráfica del método de síntesis propuesto.

4.1 Modelo matemático y simulación de rejillas de período largo en fibra óptica

Las rejillas de período largo, inducidas en fibras ópticas monomodo, provocan un intercambio de energía entre el modo fundamental del núcleo HE_{11} y diversos modos de la cubierta, es decir, ocurre acoplamiento co-direccional entre el modo fundamental y modos de la cubierta de distinto orden. Lo cual resulta en un espectro de transmisión con varias bandas de atenuación. Para modelar de manera precisa a la rejilla es necesario considerar el acoplamiento entre los distintos modos. Para esto se puede emplear la teoría de modos acoplados, partiendo de las Ecuaciones (3.84) y (3.85). Sin embargo, en la mayoría de los casos las bandas de atenuación son angostas y están separadas en el espectro, así que si se considera una región no muy amplia del espectro, sólo el acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo y un único modo de la cubierta de cierto orden es relevante. Por consiguiente, es posible emplear las ecuaciones para el acoplamiento co-direccional entre dos modos, es decir, las Ecuaciones (3.91) y (3.92). A continuación se presenta nuestro enfoque para la modelación matemática de rejillas de período largo no uniformes, el cual es una extensión del análisis presentado en el Capítulo 3 (Sección 3.2.4).

4.1.1 Ecuaciones de acoplamiento

Cuando una rejilla de período largo inscrita en una fibra óptica monomodo no tiene inclinación en sus planos, el acoplamiento se presenta entre el modo fundamental del núcleo HE_{11} y un número de modos de la cubierta de diferente orden i , pero con misma simetría azimutal HE_{1i} . Esto produce un espectro de transmisión $t(\lambda)$ con bandas de atenuación correspondientes al acoplamiento con cada modo de la cubierta. Para calcular el espectro de transmisión $t(\lambda)$ y el espectro de fase $\phi(\lambda)$ de una rejilla de período largo no uniforme se puede emplear el método de la matriz fundamental (matriz

F). Para considerar efectos de auto-acoplamiento nosotros modificamos las ecuaciones de acoplamiento co-direccional entre el modo del núcleo y un modo de la cubierta de orden i , la cuales toman la forma

$$\frac{dR(z)}{dz} = j\sigma_r(z)R(z) - j\kappa(z)S(z), \quad (4.1)$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = -j\sigma_s(z)S(z) - j\kappa^*(z)R(z), \quad (4.2)$$

donde $R(z)$ es la amplitud compleja del modo del núcleo, $S(z)$ es la amplitud compleja del modo de la cubierta de orden i , $\kappa(z)$ es el coeficiente de acoplamiento cruzado que depende de las integrales de traslape, $\kappa^*(z)$ es el complejo conjugado de $\kappa(z)$, $\sigma_r(z)$ y $\sigma_s(z)$ son coeficientes de auto-acoplamiento generales de los modos del núcleo y de la cubierta respectivamente, los cuales están dados por

$$\sigma_r(z) = \delta(z) + \sigma_{co}(z), \quad (4.3)$$

$$\sigma_s(z) = \delta(z) + \sigma_{cl}(z), \quad (4.4)$$

donde $\delta(z)$ es la desintonización, $\sigma_{co}(z)$ y $\sigma_{cl}(z)$ son coeficientes de auto-acoplamiento de los modos del núcleo y de la cubierta respectivamente, que también dependen de las integrales de traslape respectivas. La diferencia que hemos introducido entre estas ecuaciones de acoplamiento y las Ecuaciones (3.91) y (3.92) es que ahora se incluyen $\sigma_{co}(z)$ y $\sigma_{cl}(z)$. El coeficiente de auto-acoplamiento del modo del núcleo $\sigma_{co}(z)$ produce un desplazamiento en las longitudes de onda de resonancia de la rejilla. En general, el coeficiente de auto-acoplamiento del modo de la cubierta $\sigma_{cl}(z)$ es varios órdenes menor que $\kappa(z)$, por lo tanto el primero se desprecia en la mayoría de los casos. Sin embargo, para modelar rejillas con ganancia o atenuación de los modos de la cubierta, nosotros agregamos un término imaginario a $\sigma_{cl}(z)$.

4.1.2 Longitudes de onda de resonancia

La definición de la desintonización para una rejilla de período largo uniforme, en la cual los parámetros de la rejilla no varían en función de z , se puede describir de la forma

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta_{co} - \beta_{cl,i}) - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (4.5)$$

donde β_{co} es la constante de propagación del modo del núcleo, $\beta_{cl,i}$ es la constante de propagación del modo de la cubierta de orden i y Λ es el período de la rejilla. Considerando que la constante de propagación de un modo arbitrario está relacionada con su índice de refracción efectivo a través de $\beta = n_e k_0$, donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ y λ es la longitud de onda de operación, la Ecuación (4.5) se transforma en

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda}(n_{co} - n_{cl,i}) - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (4.6)$$

donde n_{co} y $n_{cl,i}$ son los índices efectivos del modo del núcleo y del modo de la cubierta de orden i respectivamente. Las longitudes de onda de resonancia de la rejilla se obtienen cuando la desintonización es cero, en este caso la Ecuación (4.6) toma la forma

$$\lambda_{r,i} = (n_{co} - n_{cl,i})\Lambda, \quad (4.7)$$

donde $\lambda_{r,i}$ es la longitud de onda de resonancia para el acoplamiento con el modo de la cubierta de orden i .

4.1.3 Índices efectivos calculados con el modelo de dos capas

Estrictamente, los índices efectivos en la Ecuación (4.7) dependen de las dispersiones de material y de guía de onda, debidas a las propiedades del material y de la geometría de la fibra respectivamente. Los índices de los materiales del núcleo y de la cubierta se pueden calcular teóricamente empleando las ecuaciones de Sellmeier [1]. Una vez calculados, los índices efectivos del modo del núcleo y del modo de la cubierta se pueden determinar empleando la aproximación de fibra de índice escalonado, es decir, resolviendo la Ecuación (3.32). Para esto se considera una fibra óptica con radio del núcleo a_1 y radio de la cubierta a_2 ; índice del núcleo n_1 , índice de la cubierta n_2 e índice del medio externo n_3 . El cómputo del índice efectivo del modo del núcleo se hace con la suposición de que el medio externo no lo afecta, así que se puede considerar que la cubierta tiene un radio infinito. Por lo tanto, la ecuación de valor propio para el modo del núcleo HE_{11} se reduce a [2]

$$\frac{J_0(u_{co})}{u_{co}J_1(u_{co})} = -\left(\frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1^2}\right) \frac{K_1'(w_{co})}{w_{co}K_1(w_{co})} + \left\{ \frac{1}{u_{co}^2} - \left[\left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}\right)^2 \left(\frac{K_1'(w_{co})}{w_{co}K_1(w_{co})}\right)^2 + \left(\frac{n_{co}}{n_1}\right)^2 \left(\frac{1}{w_{co}^2} + \frac{1}{u_{co}^2}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (4.8)$$

donde $u_{co} = a_1(k_0^2 n_1^2 - \beta_{co}^2)^{1/2}$, $w_{co} = a_1(\beta_{co}^2 - k_0^2 n_2^2)^{1/2}$, J_l es la función de Bessel del primer tipo, K_l es la función de Bessel modificada del segundo tipo, ambas de orden l , y la notación prima indica diferenciación con respecto al argumento de la función.

Por otra parte, para el cálculo del índice efectivo de los modos de la cubierta, ésta y el medio externo se pueden modelar como una fibra multimodo de índice escalonado si se desprecia el efecto del núcleo sobre los modos de la cubierta. A esto se le conoce como *modelo de dos capas*. En este caso la fibra multimodo tiene radio del núcleo a_2 y radio de la cubierta infinito; índice del núcleo n_2 e índice de la cubierta n_3 . En consecuencia, la ecuación de valor propio para los modos de la cubierta HE_{1i} toma la forma

$$\frac{J_0(u_{cl})}{u_{cl}J_1(u_{cl})} = -\left(\frac{n_2^2 + n_3^2}{2n_2^2}\right) \frac{K_1'(w_{cl})}{w_{cl}K_1(w_{cl})} + \left\{ \frac{1}{u_{cl}^2} - \left[\left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{2n_2^2}\right)^2 \left(\frac{K_1'(w_{cl})}{w_{cl}K_1(w_{cl})}\right)^2 + \left(\frac{n_{cl,i}}{n_2}\right)^2 \left(\frac{1}{w_{cl}^2} + \frac{1}{u_{cl}^2}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (4.9)$$

ahora $u_{cl} = a_2(k_0^2 n_2^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$ y $w_{cl} = a_2(\beta_{cl,i}^2 - k_0^2 n_3^2)^{1/2}$.

La ecuación de valor propio (4.9) se considera válida para cualquier índice externo n_3 . Cuando el índice externo se incrementa desde $n_3 = 1.0$ hasta un valor ligeramente menor al índice de la cubierta n_2 , el índice efectivo de los modos de la cubierta $n_{cl,i}$ aumenta, lo que provoca que las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ se recorran a valores menores. Se ha comprobado que las bandas de atenuación desaparecen cuando n_3 toma un valor menor pero casi igual a n_2 . Nosotros explicamos este comportamiento de la siguiente manera: Es posible definir una frecuencia normalizada para esta guía de onda como $\nu = k_0 a_2 (n_2^2 - n_3^2)^{1/2}$. Para cada modo de la cubierta existe una frecuencia normalizada de corte $\nu_{c,i}$ ($i > 1$). La frecuencia normalizada de corte $\nu_{c,i}$ para los modos HE_{1i} está dada por el cero número $(i - 1)$ de la función de Bessel $J_1(\nu)$, excluyendo el que está en $\nu = 0$ [2].

Suponiendo que todos los demás parámetros permanecen constantes, definimos un índice externo mínimo $n_{3c,i}$ que satisface la condición de corte para un modo de la cubierta específico y que puede encontrarse con

$$v_{c,i} = k_0 a_2 (n_2^2 - n_{3c,i}^2)^{1/2}. \quad (4.10)$$

Reordenando la ecuación anterior, el índice externo mínimo que satisface la condición de corte está dado por

$$n_{3c,i} = \left[n_2^2 - (v_{c,i} / k_0 a_2)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.11)$$

Y la diferencia máxima entre el índice de la cubierta n_2 y el índice externo n_3 que satisface la condición de corte es

$$\Delta n_{c,i} = n_2 - n_{3c,i} = n_2 - \left[n_2^2 - (v_{c,i} / k_0 a_2)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.12)$$

Por ejemplo, para una fibra con cubierta de sílice fundida de radio $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$ y los modos de la cubierta de orden $i = 1 \dots 10$, a una longitud de onda $\lambda = 1550 \text{ nm}$, la diferencia máxima entre el índice de la cubierta y el índice externo que satisface la condición de corte está en el rango $0 < \Delta n_{c,i} < 5 \times 10^{-3}$. Los valores teóricos de esta diferencia de índices de corte y de la frecuencia normalizada de corte, calculados con los parámetros anteriores, se presentan en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1 Frecuencia de corte normalizada y diferencia máxima de índices que satisface la condición de corte, de los modos de la cubierta de orden $i = 1 \dots 10$, para un fibra óptica típica.

Orden del modo, i	Frecuencia de corte normalizada, $v_{c,i}$	Dif. máx. de índices que satisface la condición de corte, $\Delta n_{c,i}$
1	0	0
2	3.8317	7.90×10^{-5}
3	7.0156	2.66×10^{-4}
4	10.1735	5.58×10^{-4}
5	13.3237	9.58×10^{-4}
6	16.4706	1.46×10^{-3}
7	19.6159	2.08×10^{-3}
8	22.7601	2.80×10^{-3}
9	25.9037	3.62×10^{-3}
10	29.0468	4.56×10^{-3}

Cuando el índice externo n_3 es igual al índice de la cubierta n_2 , la cubierta puede considerarse infinita y ya no existen modos de la cubierta guiados. Por lo tanto, no hay resonancias discretas en el espectro de transmisión $t(\lambda)$. En su lugar ocurre un acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo HE_{11} y el continuo de modos de radiación de la cubierta.

Si se aumenta más el índice externo n_3 , arriba del índice de la cubierta n_2 , las bandas de atenuación reaparecen con longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ mayores que las que se producen con un índice externo $n_3 = 1.0$. En este caso, la cubierta de la fibra y el medio externo se pueden considerar como una guía de onda hueca [1,4]. Un análisis de tal guía de onda requiere una constante de propagación compleja $\beta_{cl,i}$ y también parámetros complejos u_{cl} y w_{cl} en la Ecuación (4.9). La parte real de $\beta_{cl,i}$ representa la velocidad de fase, su parte imaginaria representa la razón de pérdida y a los modos de la cubierta se les conoce como modos de fuga. Sin embargo, la constante

de propagación compleja $\beta_{cl,i}$ puede aproximarse, bajo las condiciones de modos de la cubierta de baja atenuación y longitud de onda mucho menor que el radio de la cubierta, con la ecuación [1]:

$$\beta_{cl,i} = \left[k_0^2 n_2^2 - \left(\frac{u_{cl}^{(1)}}{a_2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (4.13)$$

donde

$$u_{cl}^{(1)} \cong u_{cl}^{(0)} \left[1 + \frac{j(n_3^2 + n_2^2)}{2a_2 k_0 n_2^2 (n_3^2 - n_2^2)^{1/2}} \right] \quad \text{para modos HE}, \quad (4.14)$$

y $u_{cl}^{(0)}$ es la aproximación real de orden cero del parámetro u_{cl} dada por la i -ésima raíz de $J_{l-1}(u_{cl}^{(0)}) = 0$ para modos HE [1]. Nosotros afirmamos que cuando el modo fundamental del núcleo HE₁₁ se acopla con modos de fuga de la cubierta, la parte imaginaria de $\beta_{cl,i}$ afecta al espectro de transmisión $t(\lambda)$ y por consiguiente a las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$. Así que la Ecuación (4.7) no es válida para una rejilla de período largo uniforme cuando $n_3 > n_2$. Para obtener resultados precisos en este análisis, incorporamos la parte imaginaria de $\beta_{cl,i}$ al coeficiente de auto-acoplamiento del modo de la cubierta $\sigma_{cl}(z)$ en la Ecuación (4.4).

Finalmente, la fibra óptica pasa del régimen de fibra de índice escalonado a guía de onda hueca cuando el índice externo sobrepasa al índice de la cubierta; ya que en este proceso se satisface la condición de corte de los distintos modos de la cubierta, a esta característica la llamamos *propiedad de corte* de la rejilla de período largo.

4.1.4 Índices efectivos calculados con el modelo de tres capas

No obstante, se ha demostrado que el empleo del modelo de dos capas para el análisis de los modos de la cubierta, cuando el índice externo es menor que el de la cubierta, resulta una aproximación en cierto grado imprecisa. Así que en varios trabajos se ha optado por el uso del *modelo de tres capas* en este caso. Esto significa que para el cálculo de las componentes del campo electromagnético y el índice efectivo de los modos de la cubierta, la fibra se considera compuesta de tres capas; es decir, el núcleo con índice de refracción n_1 y radio a_1 , la cubierta con índice de refracción n_2 y radio a_2 , y el medio externo con índice de refracción n_3 y radio infinito. La derivación de la ecuación de valor propio para los modos exactos de la cubierta, empleando el modelo de tres capas, se puede encontrar en las Refs. 5 y 6. Debido a que el procedimiento es largo, aquí sólo presentamos la ecuación de valor propio resultante para el caso de modos híbridos EH_{1i} y HE_{1i}, la cual es de la forma [5]

$$\begin{aligned} \zeta_1 = & p_1^2 + 2(2/\pi\alpha_2 u_2^2)^2 (n_2^2/n_1 n_2) x_1 x_2 + (x_1^2 x_2^2 / p_1^2) \\ & \times \left[(Jp_1 - s_{21}q_1/u_2)(Kp_1 + s_{23}r_1/\alpha_2 u_2) - (2n_2^2/\pi n_1 n_3 u_2^2 \alpha_2)^2 \right], \quad (4.15a) \\ & \times \left[(Jp_1 - q_1/u_2)(Kp_1 + r_1/\alpha_2 u_2) - (2/\pi u_2^2 \alpha_2)^2 \right] \end{aligned}$$

$$\zeta_2 = x_1^2 (Jp_1 - s_{21}q_1/u_2)(Jp_1 - q_1/u_2) + x_2^2 (Kp_1 + s_{23}r_1/\alpha_2 u_2)(Kp_1 + r_1/\alpha_2 u_2), \quad (4.15b)$$

$$\zeta_1 = \zeta_2, \quad (4.15c)$$

donde

$$p_1 = J_1(u_2\alpha_2)Y_1(u_2) - J_1(u_2)Y_1(u_2\alpha_2), \quad (4.16a)$$

$$q_1 = J_1(u_2\alpha_2)Y_1'(u_2) - J_1'(u_2)Y_1(u_2\alpha_2), \quad (4.16b)$$

$$r_1 = J_1'(u_2\alpha_2)Y_1(u_2) - J_1(u_2)Y_1'(u_2\alpha_2), \quad (4.16c)$$

$$x_1 = n_1u_1^2u_2^2 / \sigma_0v_{12}^2, \quad (4.16d)$$

$$x_2 = n_3\alpha_2^2u_2^2w_3^2 / \sigma_0v_{23}^2, \quad (4.16e)$$

$$J = J_1'(u_1) / u_1J_1(u_1), \quad (4.16f)$$

$$K = K_1'(w_3) / w_3K_1(w_3), \quad (4.16g)$$

$u_1 = a_1(k_0^2n_1^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $u_2 = a_1(k_0^2n_2^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $w_3 = a_2(\beta_{cl,i}^2 - k_0^2n_3^2)^{1/2}$, $v_{12} = a_1k_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$, $v_{23} = a_2k_0(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}$, $\sigma_0 = n_{cl,i}$, $\alpha_2 = a_2 / a_1$, $s_{21} = n_2^2 / n_1^2$, $s_{23} = n_2^2 / n_3^2$ y Y_l es la función de Bessel del segundo tipo de orden l . Los valores propios impares de la Ecuación (4.15) corresponden al índice efectivo de los modos EH_{1i} , mientras que sus valores propios pares corresponden al índice efectivo de los modos HE_{1i} .

Tabla 4.2 Comparación de resultados obtenidos con los modelos de dos y tres capas. Se muestra la constante de propagación $\beta_{cl,i}$ y el índice efectivo $n_{cl,i}$ de los modos de la cubierta HE_{1i} ($i = 1 \dots 15$), para una fibra particular.

Orden del modo, i	Constante de propagación, $\beta_{cl,i}$ [μm^{-1}]			Índice efectivo, $n_{cl,i}$		
	Dos capas	Tres capas	Diferencia	Dos capas	Tres capas	Diferencia
1	5.877693	5.877598	9.50×10^{-5}	1.4499691	1.4499455	2.36×10^{-5}
2	5.877159	5.876867	2.92×10^{-4}	1.4498372	1.4497653	7.19×10^{-5}
3	5.876196	5.875646	5.50×10^{-4}	1.4495998	1.4494641	1.36×10^{-4}
4	5.874806	5.873951	8.55×10^{-4}	1.4492569	1.4490459	2.11×10^{-4}
5	5.872988	5.871792	1.20×10^{-3}	1.4488083	1.4485133	2.95×10^{-4}
6	5.870740	5.869177	1.56×10^{-3}	1.4482538	1.4478683	3.86×10^{-4}
7	5.868062	5.866112	1.95×10^{-3}	1.4475933	1.4471122	4.81×10^{-4}
8	5.864955	5.862600	2.36×10^{-3}	1.4468266	1.4462457	5.81×10^{-4}
9	5.861415	5.858643	2.77×10^{-3}	1.4459535	1.4452695	6.84×10^{-4}
10	5.857444	5.854243	3.20×10^{-3}	1.4449738	1.4441840	7.90×10^{-4}
11	5.853039	5.849400	3.64×10^{-3}	1.4438872	1.4429895	8.98×10^{-4}
12	5.848201	5.844117	4.08×10^{-3}	1.4426936	1.4416863	1.01×10^{-3}
13	5.842927	5.838394	4.53×10^{-3}	1.4413926	1.4402745	1.12×10^{-3}
14	5.837217	5.832233	4.98×10^{-3}	1.4399840	1.4387544	1.23×10^{-3}
15	5.831069	5.825633	5.44×10^{-3}	1.4384675	1.4371263	1.34×10^{-3}

Con el objeto de tener una visión cuantitativa de las diferencias entre los modelos de dos y tres capas, calculamos la constante de propagación $\beta_{cl,i}$ y el índice efectivo $n_{cl,i}$ de los modos de la cubierta HE_{1i} de orden $i = 1 \dots 15$, empleando los dos modelos. Los resultados se presentan en la Tabla 4.2. Este cálculo se realizó considerando una fibra óptica con índice de la cubierta $n_2 = 1.45$, diferencia relativa del índice de $\Delta = (n_1 - n_2) / n_1 = 0.005$ ($n_1 = 1.457286$), índice externo $n_3 = 1.0$, radio del núcleo $a_1 = 2.5 \mu\text{m}$ y radio de la cubierta $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$, para una longitud de onda de operación de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. La Tabla 4.2 muestra que la diferencia entre los dos modelos aumenta a

medida que el orden del modo aumenta. Para el modo de la cubierta de orden 1, la diferencia en el índice efectivo entre los dos modelos es de 2.36×10^{-5} , mientras que para el modo de la cubierta de orden 15, esta misma diferencia es de 1.34×10^{-3} . La explicación de esto es que la intensidad de la luz en la región del núcleo aumenta con el orden del modo, sin embargo en el modelo de dos capas se desprecia este efecto, ya que se está considerando que la fibra no tiene núcleo, por lo tanto el error en el cálculo con el modelo de dos capas es mayor para modos de cubierta de orden mayor.

4.1.5 Coeficientes de acoplamiento

Los coeficientes de acoplamiento en las Ecuaciones (4.1) y (4.2) se determinan resolviendo las integrales de traslape (Ecuaciones (3.82) y (3.83)). Debido a que el coeficiente de acoplamiento longitudinal es de 2 a 4 órdenes menor que el coeficiente de acoplamiento transversal [7], el primero se puede despreciar, por lo tanto aquí no se calcula. Para determinar el coeficiente de acoplamiento transversal es conveniente expresar la Ecuación (3.82) en coordenadas cilíndricas, de tal forma que el coeficiente de acoplamiento transversal entre los modos m y n queda de la siguiente forma

$$K_{mn}^t(z) = \omega \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} \Delta\epsilon(r,z) E_{im} \cdot E_{in}^* r dr, \quad (4.17)$$

donde ω es la frecuencia angular, E_{im} es la componente transversal del campo eléctrico del modo m , E_{in} es la componente transversal del campo eléctrico del modo n , $\Delta\epsilon(r,z)$ es el cambio en la constante dieléctrica debido a la perturbación inducida en el índice de refracción, la cual se considera independiente de ϕ , y se ha aplicado la normalización de la Ecuación (3.66).

Si se supone que la rejilla se induce sólo en el núcleo de la fibra, entonces el cambio en el índice de refracción del núcleo se puede expresar de la siguiente manera [7]

$$n_1(z) = n_1 \left\{ 1 + \alpha(z) \left[1 + \nu \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \right\}, \quad (4.18)$$

donde n_1 es el índice de refracción del núcleo sin perturbación, ν se conoce como el fleco de visibilidad en la modulación del índice y está en el rango $0 \leq \nu \leq 1$, $\alpha(z)$ es la envolvente de variación lenta de la rejilla, y Λ es el período de la rejilla. De acuerdo con la ecuación anterior, la componente de dc de la modulación del índice de refracción es $n_1\alpha(z)$ y la amplitud de dicha modulación es $\Delta n = n_1\alpha(z)\nu$. Generalmente la amplitud de modulación es pequeña, es decir $\alpha \ll 1$, así que la perturbación en la constante dieléctrica se puede aproximar con $\Delta\epsilon = \epsilon_0 \Delta n^2 \cong 2\epsilon_0 n \Delta n$. Si además se define el siguiente coeficiente de acoplamiento

$$\xi_{mn}(z) = 2\omega\epsilon_0 n_1^2 \alpha(z) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} E_{im} E_{in}^* r dr, \quad (4.19)$$

entonces se puede verificar que el coeficiente de acoplamiento transversal queda expresado como

$$K_{mn}^t(z) = \xi_{mn}(z) \left[1 + \nu \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right]. \quad (4.20)$$

Con la Ecuación (4.19) se pueden calcular los coeficientes de acoplamiento presentes en las Ecuaciones (4.1) y (4.2) haciendo las sustituciones necesarias. Sin embargo, las expresiones exactas

de las componentes transversales del campo eléctrico de los modos m y n , E_{lm} y E_{ln} respectivamente, hacen complicado este cálculo, sobre todo cuando se emplea el modelo de tres capas. Es posible simplificarlo si los modos $HE_{l+1,i}$ se aproximan con modos LP_{li} . En el caso del modo del núcleo la aproximación es válida ya que se cumple la condición $n_1 \cong n_2$. Para los modos de la cubierta, aunque esta condición no se cumpla, la aproximación es válida para modos de orden bajo que tengan un número azimutal l arbitrario. En este enfoque la normalización de un modo arbitrario LP_{0i} queda de la siguiente forma [8]

$$P_i = \frac{\beta_i}{2\omega\mu_0} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty \Psi^2(r) r dr = 1 W. \quad (4.21)$$

Las componentes transversales del campo eléctrico del modo del núcleo LP_{01} están dadas por [8]

$$\Psi_{co}(r, \phi) = A_{co} J_0(u_{co} r / a_1) \quad \text{cuando } r < a_1, \quad (4.22)$$

$$\Psi_{co}(r, \phi) = B_{co} K_0(w_{co} r / a_1) \quad \text{cuando } r > a_1, \quad (4.23)$$

donde A_{co} y B_{co} son constantes cuyo valor se determina realizando la normalización del modo. Para el caso de los modos de la cubierta LP_{0i} se emplea el modelo de tres capas, en el cual las componentes transversales del campo eléctrico de los modos están dadas por [8]

$$\Psi_{cl,i}(r, \phi) = A_{cl,i} J_0(u_{cl} r / a_1) \quad \text{cuando } r < a_1, \quad (4.24)$$

$$\Psi_{cl,i}(r, \phi) = B_{cl,i} J_0(\bar{u}_{cl} r / a_1) + C_{cl,i} Y_0(u_{cl} r / a_1) \quad \text{cuando } a_1 < r < a_2, \quad (4.25)$$

$$\Psi_{cl,i}(r, \phi) = D_{cl,i} K_0(w_{cl} r / a_1) \quad \text{cuando } r > a_2, \quad (4.26)$$

donde $\bar{u}_{cl} = a_1 (k_0^2 n_2^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $A_{cl,i}$, $B_{cl,i}$, $C_{cl,i}$ y $D_{cl,i}$ son constantes cuyo valor se obtiene aplicando la normalización de los modos. De esta manera, la Ecuación (4.19) se transforma en

$$\xi_{mn}(z) = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 \alpha(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} \Psi_m \Psi_n r dr. \quad (4.27)$$

Por lo tanto, el coeficiente de auto-acoplamiento del modo del núcleo se puede calcular sustituyendo la componente transversal del campo eléctrico del modo del núcleo en la región del núcleo y empleando la aproximación de sincronización, con lo cual se obtiene

$$\sigma_{co}(z) = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 \alpha(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} A_{co}^2 J_0^2(u_{co} r / a_1) r dr, \quad (4.28)$$

y al evaluar las integrales, el coeficiente de auto-acoplamiento del modo del núcleo queda determinado de por

$$\sigma_{co}(z) = \frac{2\pi^2 n_1^2 \alpha(z)}{\lambda Z_0} \cdot \frac{A_{co}^2 a_1^2}{2} \left[J_0^2(u_{co}) + J_1^2(u_{co}) \right], \quad (4.29)$$

donde $Z_0 = 377 \Omega$ es la impedancia característica del vacío. Similarmente, el coeficiente de acoplamiento cruzado se puede calcular sustituyendo las componentes transversales del campo eléctrico de los modos del núcleo y de la cubierta en la región del núcleo en la Ecuación (4.27),

empleando la aproximación de sincronización y considerando la desintonización, con lo cual se obtiene

$$\kappa(z) = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 \alpha(z) \nu}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} A_{cl,i} J_0(u_{cl} r / a_1) A_{co} J_0(u_{co} r / a_1) r dr, \quad (4.30)$$

y evaluando las integrales, el coeficiente de acoplamiento cruzado queda de la forma

$$\kappa(z) = \frac{\pi^2 n_1^2 \alpha(z) \nu}{2\lambda Z_0} \cdot \frac{a_1^2 A_{cl,i} A_{co}}{u_{co} - u_{cl,i}} \left[u_{co} J_1(u_{co}) J_0(u_{cl,i}) - u_{cl,i} J_0(u_{co}) J_1(u_{cl,i}) \right]. \quad (4.31)$$

Como se mencionó anteriormente, no se calcula el coeficiente de auto-acoplamiento del modo de la cubierta $\sigma_{cl}(z)$ ya que se puede despreciar porque $\sigma_{cl}(z) \ll \kappa(z)$, esto es debido a que la perturbación del índice existe sólo en el núcleo de la fibra. Únicamente consideramos la parte imaginaria de $\sigma_{cl}(z)$ cuando existe acoplamiento con modos de fuga de la cubierta.

Empleando la Ecuación (4.31) se calcularon los coeficientes de acoplamiento cruzado para los modos de la cubierta LP_{0i} (aproximaciones de los modos HE_{1i}). Para este cálculo se consideró la misma fibra de la Sección 4.1.4, con un fleco de visibilidad de $\nu=1$ y longitudes de onda de operación de $\lambda = 1.35, 1.45$ y $1.55 \mu\text{m}$. En una fibra como ésta, a una longitud de onda $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, existe un total de 168 modos debajo de la condición de corte. Sin embargo, en la práctica generalmente se trabaja con modos hasta de orden 15, por esta razón aquí sólo se muestran los coeficientes de acoplamiento para modos de la cubierta de orden 1 a 20.

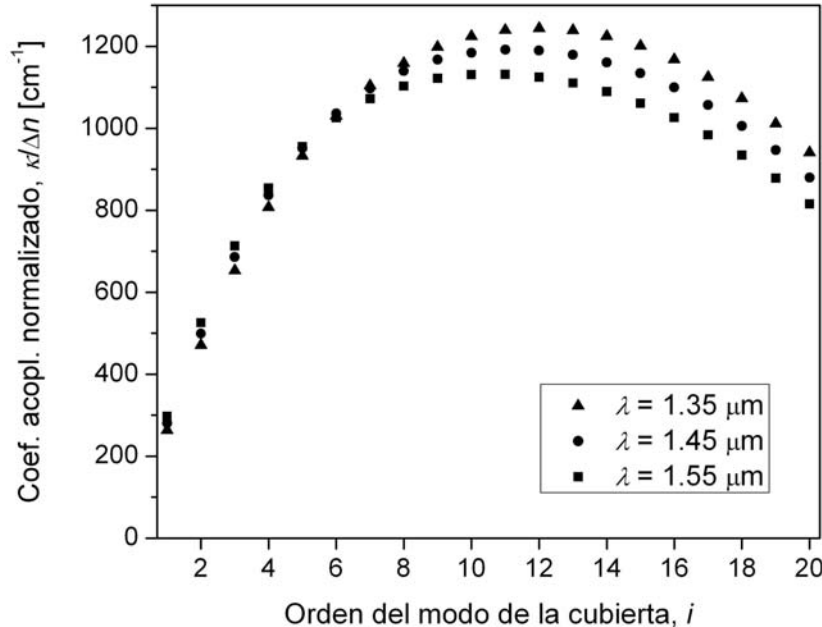


Figura 4.2 Coeficientes de acoplamiento cruzado normalizados para modos de la cubierta LP_{0i} , $i = 1...20$, y diferente longitud de onda λ .

En la Figura 4.2 se grafican los coeficientes de acoplamiento normalizados, es decir divididos entre la amplitud de modulación ($\kappa/\Delta n$). Se puede observar que el coeficiente de acoplamiento para los modos de orden bajo es pequeño. A medida que se aumenta el orden del modo, el coeficiente de acoplamiento también se incrementa. Esto ocurre hasta llegar a un máximo, que para este ejemplo es

el modo de orden 11, a partir del cual el coeficiente de acoplamiento empieza a disminuir. También se aprecia que la longitud de onda de operación λ influye ligeramente en el coeficiente de acoplamiento, principalmente para modos de orden alto. Como es de esperarse, de acuerdo a la Ecuación (4.31), el coeficiente de acoplamiento debe disminuir con el incremento de la longitud de onda. Además, es importante mencionar que la aproximación de modos LP, para el cálculo de los coeficientes de acoplamiento, proporciona prácticamente los mismos resultados que los obtenidos empleando los modos exactos HE, para modos de orden bajo. Esto se puede verificar al comparar los resultados de la Figura 4.2 y los publicados en la Figura 4(a) (modos impares) de la Ref. 9. En el segundo caso se calcularon los coeficientes de acoplamiento para una fibra con idénticos parámetros y una longitud de onda $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. De acuerdo con esta comparación podemos decir que la aproximación de modos LP es válida para modos hasta de orden 15.

4.1.6 Matriz fundamental

Debido a que en una rejilla de período largo no uniforme uno o varios parámetros; tales como el período Λ , el coeficiente de acoplamiento κ , que depende del perfil de modulación del índice $n(z)$, e incluso los índices del núcleo n_1 y de la cubierta n_2 sin perturbación; pueden variar en función de la posición longitudinal en la rejilla z , las longitudes de onda de resonancia no se pueden calcular con la Ecuación (4.7). Por esta razón utilizamos el método de la matriz F para calcular el espectro de transmisión $t(\lambda)$ y con éste determinar las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$. A continuación presentamos nuestra derivación de los elementos de la matriz F, a partir de las Ecuaciones (4.1) y (4.2). Considerando que la sección m de la rejilla empieza en $z = z_{m-1}$ y termina en $z = z_m$ y que hay continuidad de los dos modos de propagación, las amplitudes de estos modos en los extremos de la sección están relacionados por

$$\begin{bmatrix} R(z_m) \\ S(z_m) \end{bmatrix} = \mathbf{F}_m \begin{bmatrix} R(z_{m-1}) \\ S(z_{m-1}) \end{bmatrix}, \quad (4.32)$$

donde \mathbf{F}_m es la matriz fundamental de 2×2 de la sección m . Para determinar los elementos de \mathbf{F}_m se debe resolver el sistema de las Ecuaciones (4.1) y (4.2) de manera similar al caso presentado en el Capítulo 3 (Sección 3.2.3). Ya que la sección m es uniforme, el coeficiente de acoplamiento cruzado es puramente real, así que la ecuación diferencial de segundo orden para la amplitud compleja del modo del núcleo queda de la siguiente forma

$$\frac{d^2 R}{dz^2} - j(\sigma_{r,m} - \sigma_{s,m}) \frac{dR}{dz} + (\kappa_m^2 + \sigma_{r,m} \sigma_{s,m}) R = 0, \quad (4.33)$$

donde κ_m es el coeficiente de acoplamiento cruzado en la sección m , $\sigma_{r,m}$ y $\sigma_{s,m}$ son los coeficientes de auto-acoplamiento generales en la sección m . Para calcular $\sigma_{r,m}$ y $\sigma_{s,m}$ es necesario determinar coeficientes de auto-acoplamiento locales $\sigma_{co,m}$ y $\sigma_{cl,m}$, desintonización local $\delta_m = (\beta_{co,m} - \beta_{cl,i,m}) / 2 - \pi / \Lambda_m$, donde $\beta_{co,m}$ y $\beta_{cl,i,m}$ son las constantes de propagación del modo del núcleo y de la cubierta respectivamente, y período local Λ_m . La amplitud compleja del modo de la cubierta S se puede obtener a partir de R por medio de

$$S = \frac{j}{\kappa_m} \frac{dR}{dz} + \frac{\sigma_{r,m}}{\kappa_m} R. \quad (4.34)$$

La solución general de la Ecuación (4.33), sin aplicar condiciones de frontera, es

$$R = C_1 \exp(j\gamma_1 z) + C_2 \exp(j\gamma_2 z), \quad (4.35)$$

donde C_1 y C_2 son constantes arbitrarias y

$$\gamma_1 = \frac{(\sigma_{r,m} - \sigma_{s,m}) + \sqrt{(\sigma_{r,m} - \sigma_{s,m})^2 + 4(\kappa_m^2 + \sigma_{r,m}\sigma_{s,m})}}{2}, \quad (4.36)$$

$$\gamma_2 = \frac{(\sigma_{r,m} - \sigma_{s,m}) - \sqrt{(\sigma_{r,m} - \sigma_{s,m})^2 + 4(\kappa_m^2 + \sigma_{r,m}\sigma_{s,m})}}{2}. \quad (4.37)$$

La derivada de R con respecto a z queda de la forma

$$\frac{dR}{dz} = jC_1\gamma_1 \exp(j\gamma_1 z) + jC_2\gamma_2 \exp(j\gamma_2 z), \quad (4.38)$$

así que sustituyendo las Ecuaciones (4.35) y (4.38) en la Ecuación (4.34) se puede determinar S con

$$S = \frac{1}{\kappa_m} [-C_1\gamma_1 \exp(j\gamma_1 z) - C_2\gamma_2 \exp(j\gamma_2 z)] + \frac{\sigma_{r,m}}{\kappa_m} [C_1 \exp(j\gamma_1 z) + C_2 \exp(j\gamma_2 z)]. \quad (4.39)$$

Se deben obtener ecuaciones para C_1 y C_2 en términos de $R(z_{m-1})$ y $S(z_{m-1})$, sustituir las en las Ecuaciones (4.35) y (4.39) y evaluarlas en $L_m = z_m - z_{m-1}$. Después de llevar a cabo estas operaciones se encuentra que los elementos de la matriz \mathbf{F}_m están dados por

$$f_{m,11} = \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2} [(\sigma_{r,m} - \gamma_2) \exp(j\gamma_1 L_m) + (\gamma_1 - \sigma_{r,m}) \exp(j\gamma_2 L_m)], \quad (4.40a)$$

$$f_{m,12} = \frac{-\kappa_m}{\gamma_1 - \gamma_2} [\exp(j\gamma_1 L_m) - \exp(j\gamma_2 L_m)], \quad (4.40b)$$

$$f_{m,21} = \frac{-(\gamma_1 - \sigma_{r,m})(\sigma_{r,m} - \gamma_2)}{\kappa_m(\gamma_1 - \gamma_2)} [\exp(j\gamma_1 L_m) - \exp(j\gamma_2 L_m)], \quad (4.40c)$$

$$f_{m,22} = \frac{1}{\gamma_1 - \gamma_2} [(\gamma_1 - \sigma_{r,m}) \exp(j\gamma_1 L_m) + (\sigma_{r,m} - \gamma_1) \exp(j\gamma_2 L_m)]. \quad (4.40d)$$

La matriz fundamental que caracteriza a la rejilla completa se obtiene con la multiplicación de las matrices individuales de cada sección, es decir,

$$\mathbf{F} = \prod_{i=1}^M \mathbf{F}_i, \quad (4.41)$$

así que las amplitudes de los modos en los dos extremos de la rejilla se relacionan con

$$\begin{bmatrix} R(L) \\ S(L) \end{bmatrix} = \mathbf{F} \begin{bmatrix} R(0) \\ S(0) \end{bmatrix}. \quad (4.42)$$

Al aplicar las condiciones $R(0) = 1$ y $S(0) = 0$ se obtiene que el coeficiente de transmisión de la rejilla está dado por $\tau = f_{11}$, el coeficiente de potencia de transmisión o espectro de transmisión está determinado por $t(\lambda) = |\tau|^2$ y la respuesta de fase de la transmisión o espectro de fase se calcula con

$$\phi(\lambda) = \arg(t) = \arctan\left(\frac{\text{Im } t}{\text{Re } t}\right). \quad (4.43)$$

Asimismo, el coeficiente de transmisión cruzada se obtiene con $\tau_x = f_{21}$, el espectro de transmisión cruzada se calcula por medio de $t_x(\lambda) = |\tau_x|^2$ y el espectro de fase de la transmisión cruzada se determina con $\phi_x(\lambda) = \arg(t_x)$.

Si es necesario modelar rejillas con cambios de fase en la modulación del índice de refracción en las distintas secciones, se puede emplear el enfoque sugerido en [3], ya que éste proporciona resultados más precisos para el espectro de fase en comparación con otros enfoques. El método consiste en expresar el coeficiente de acoplamiento como un coeficiente complejo, es decir, κ se expresa como $\kappa e^{j\varphi}$ en donde φ es el cambio de fase en una sección específica con respecto a $z = 0$.

4.1.7 Simulación de rejillas de período largo

El modelo descrito anteriormente se empleó en la simulación de varias rejillas. Primero se obtuvo el espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo uniforme inscrita en la fibra que se describió en la Sección 4.1.4. Los parámetros de la rejilla son los siguientes: longitud $L = 2.5$ cm, período $\Lambda = 570$ μm , fleco de visibilidad $\nu = 1$ y amplitud de modulación del índice $\Delta n = 2n_1\alpha = 7.2 \times 10^{-4}$.

El espectro de transmisión $t(\lambda)$ de esta rejilla, para las bandas de atenuación correspondientes a los modos de la cubierta HE_{1i} de orden $i = 1 \dots 5$, se muestra en la Figura 4.3. Se advierte que el descenso de la transmisión en las bandas de atenuación correspondientes a los modos de la cubierta de orden 1 a 4 es acorde con la gráfica de la Figura 4.2, ya que un mayor coeficiente de acoplamiento implica un descenso más pronunciado en la banda de atenuación respectiva. Sin embargo, el acoplamiento con el modo de la cubierta HE_{15} aparentemente es más débil, contrario a lo que sugiere la Figura 4.2; esto se debe a que para este modo ocurre un sobre-acoplamiento. La rejilla simulada aquí es la misma que se consideró en [7]. Al comparar la Figura 4.3 con la Figura 10(a) reportada en dicho trabajo, se verifica que hay una gran coincidencia, tanto en las longitudes de onda de resonancia como en la profundidad de las bandas de atenuación.

También se determinó la respuesta espectral de esta rejilla, pero introduciendo un cambio de fase en la misma. Para efectos de comparación, en la Figura 4.4 sólo se muestra la respuesta espectral para la banda de atenuación correspondiente al modo de la cubierta HE_{14} , de la rejilla uniforme (sin cambio de fase) y la rejilla con un cambio de fase de $\varphi = \pi$ rad en su centro. En la Figura 4.4(a) se presenta el espectro de transmisión $t(\lambda)$ de ambas rejillas. Se puede observar que al introducir el cambio de fase, el mínimo de la transmisión de la rejilla uniforme se convierte en un máximo y aparecen dos bandas de atenuación más débiles, colocadas simétricamente a los lados de la longitud de onda de resonancia original. Por otra parte, en la Figura 4.4(b) se muestra el espectro de fase $\phi(\lambda)$ de estas rejillas. Obsérvese el cambio en la respuesta de fase, en el caso de la rejilla con el cambio de fase, ésta tiene una transición más suave alrededor de la longitud de onda de resonancia original.

Además, la respuesta de fase de la rejilla con el cambio de fase es prácticamente igual a la de la rejilla uniforme a los lados de las dos bandas de atenuación que aparecen.

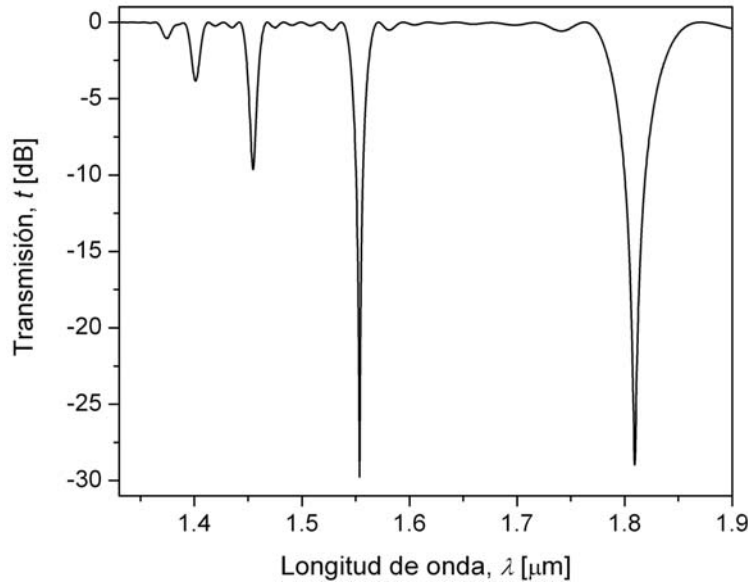


Figura 4.3 Espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo uniforme, mostrando las bandas de atenuación correspondientes a los modos de la cubierta HE_{1i} de orden $i = 1 \dots 5$.

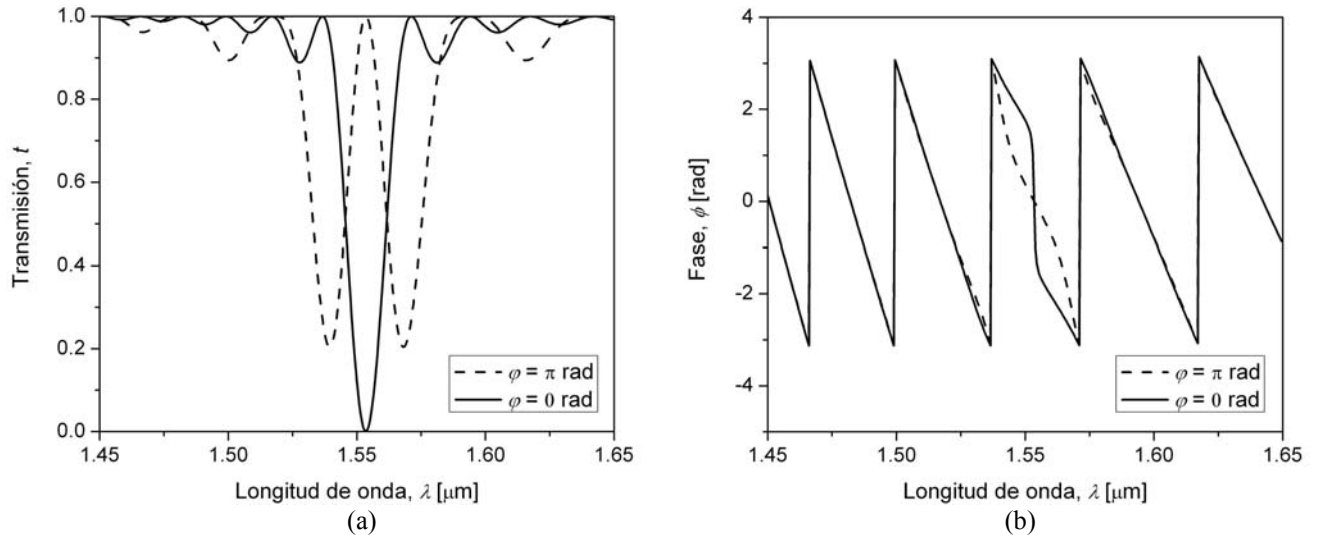


Figura 4.4 Respuesta espectral de la rejilla uniforme y la rejilla con un cambio de fase de $\varphi = \pi$ rad, para la banda de atenuación correspondiente al modo de la cubierta HE_{14} . (a) Espectro de transmisión $t(\lambda)$; (b) Espectro de fase $\phi(\lambda)$.

Aunque aquí no presentamos un análisis más detallado, cabe mencionar que la posición y la profundidad de las bandas de atenuación dependen de la magnitud y la posición del cambio o cambios de fase que se introduzcan en la rejilla. Si se desea revisar más a fondo este comportamiento, se puede consultar por ejemplo el trabajo presentado en [10].

Debido a que, hasta donde sabemos, no se han publicado trabajos que presenten resultados teóricos o experimentales de la respuesta espectral de rejillas de período largo no uniformes para un índice de refracción externo mayor al de la cubierta de la fibra, a continuación hacemos una comparación de los resultados obtenidos empleando el modelo descrito anteriormente con resultados

reportados para rejillas uniformes en dos trabajos. El primero es el análisis teórico realizado por Koyamada [11], en el cual se considera una rejilla uniforme con los siguientes parámetros: longitud $L = 2.5$ cm, período $\Lambda = 275$ μm , amplitud de modulación del índice $\Delta n = 1.5 \times 10^{-4}$ y fleco de visibilidad $\nu = 1$. La rejilla está inscrita en una fibra cuyos parámetros son: radio del núcleo $a_1 = 2.9$ μm , radio de la cubierta $a_2 = 62.5$ μm , índice del núcleo $n_1 = 1.453$ e índice de la cubierta $n_2 = 1.445$. En la Figura 4.5 se ilustra el espectro de transmisión $t(\lambda)$ calculado para distintos valores del índice externo n_3 , y las bandas de atenuación debidas al acoplamiento del modo del núcleo con los modos de la cubierta de orden 5, 6 y 7. Si se comparan los resultados de la Figura 4.5 con aquéllos reportados en [11] se puede verificar que ambos concuerdan en gran medida.

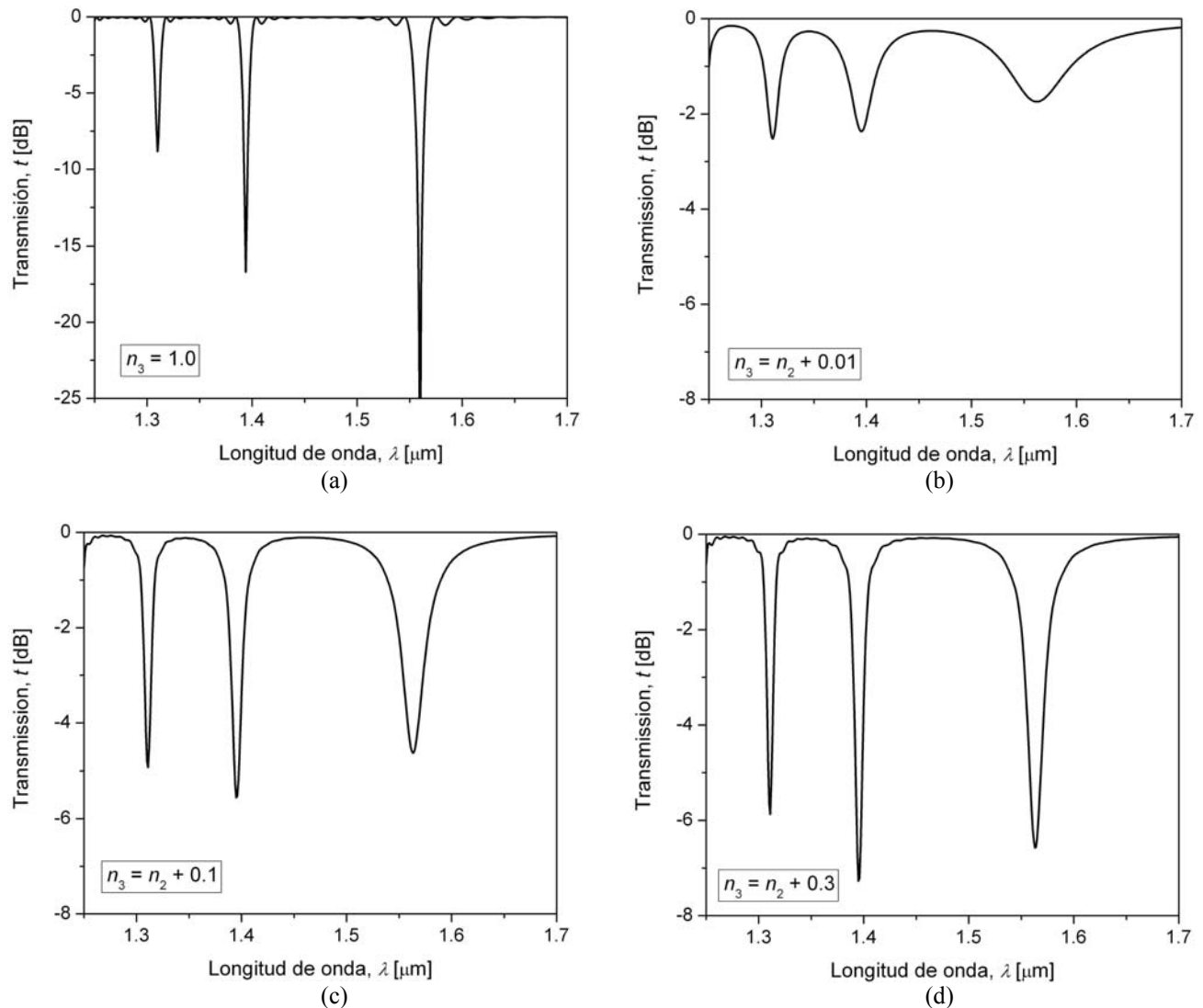


Figura 4.5 Espectro de transmisión $t(\lambda)$ de la rejilla uniforme reportada en [11], para diferentes valores del índice de refracción externo n_3 . (a) $n_3 = 1.0$; (b) $n_3 = n_2 + 0.01$; (c) $n_3 = n_2 + 0.1$; (d) $n_3 = n_2 + 0.3$.

El otro trabajo es de carácter experimental y fue realizado por Duhem et al. [12]. En éste se empleó una rejilla con período $\Lambda = 200$ μm y longitud $L = 5.0$ cm. La rejilla se fabricó en una fibra con radios del núcleo y la cubierta de $a_1 = 2.35$ μm y $a_2 = 62.5$ μm respectivamente, y una diferencia entre los índices del núcleo y la cubierta de $n_1 - n_2 = 0.014$. La amplitud del cambio en

el índice inducido reportado en [12] resulta en una rejilla con sobre-acoplamiento. Por esta razón se estimó un cambio de índice inducido pico que iguala los datos experimentales y teóricos de $\Delta n = 1.08 \times 10^{-4}$. Los espectros de transmisión predichos por el presente modelo matemático se muestran en la Figura 4.6 para los modos de la cubierta de orden 5, 6 y 7, y para un índice externo $n_3 = 1.0$ y $n_3 = 1.54$; porque para los datos publicados también se emplearon estos parámetros.

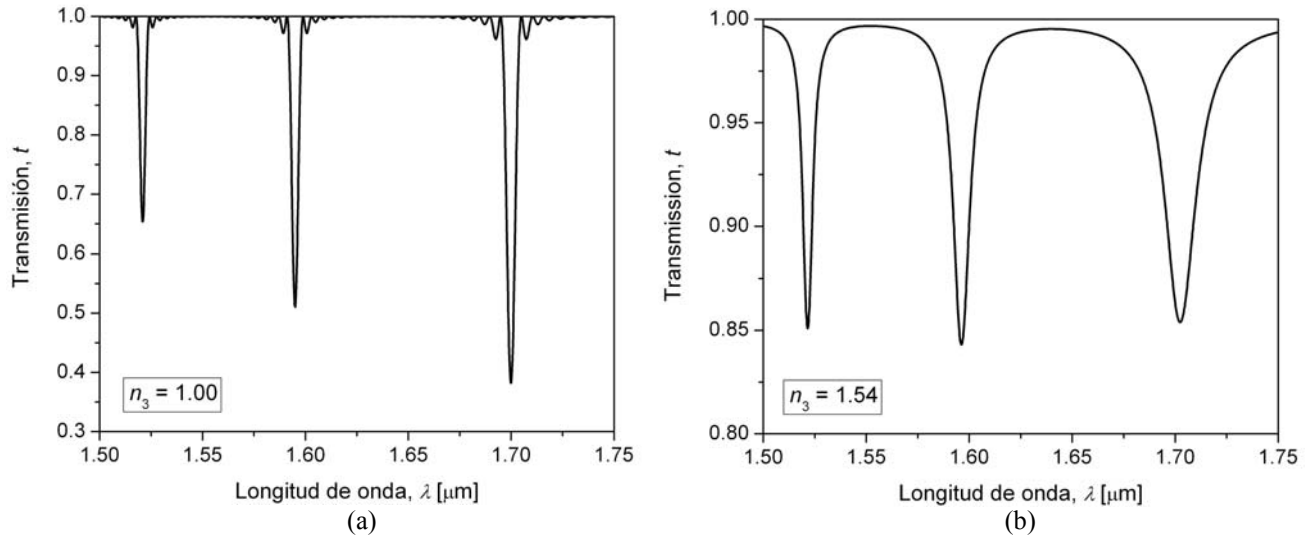


Figura 4.6 Espectro de transmisión $t(\lambda)$ de la rejilla uniforme reportada en [12], para diferentes valores del índice de refracción externo n_3 . (a) $n_3 = 1.0$; (b) $n_3 = 1.54$.

Para este caso es posible hacer una comparación más precisa porque se cuenta con datos numéricos del corrimiento de las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ cuando $n_3 = 1.0$ y $n_3 = 1.54$, y también del valor mínimo de las bandas de atenuación $t(\lambda_{r,i})$ para $n_3 = 1.54$. La Tabla 4.3 presenta esta comparación. Las diferencias pueden ser atribuibles a la suposición de que los coeficientes de auto-acoplamiento y de acoplamiento cruzado no cambian cuando el índice externo es menor y mayor que el índice de la cubierta. A pesar de esto, existe una coincidencia aceptable, tanto en el corrimiento de las longitudes de onda de resonancia como en los valores mínimos de las bandas de atenuación.

Tabla 4.3 Comparación entre datos experimentales reportados y datos calculados.

Orden del modo, i	Corrimiento de longitudes de onda de resonancia		Valores mínimos de las bandas de atenuación	
	$\lambda_{r,i}(n_3 = 1.54) - \lambda_{r,i}(n_3 = 1.0)$, [nm]		$t(\lambda_{r,i})$ para $n_3 = 1.54$	
	Experimental	Calculado	Experimental	Calculado
5	1.0	0.6	0.79	0.84
6	1.5	1.2	0.76	0.85
7	2.8	2.5	0.76	0.87

4.2 Método de síntesis de rejillas de período largo

Una rejilla de período largo uniforme tiene la propiedad de rechazar señales ópticas dentro de una o varias bandas de longitudes de onda (o frecuencias) que se encuentran alrededor de las longitudes de onda de resonancia. El inconveniente es que el espectro de transmisión de este filtro no tiene un valor constante dentro de la banda de rechazo, además de que muestra lóbulos laterales muy

pronunciados. En la práctica no es posible construir filtros con espectro de transmisión rectangular o ideal, ya que esto implicaría que dicho dispositivo tuviera un comportamiento no causal; sin embargo, al emplear un algoritmo genético (AG) para la solución de este problema, si se define un espectro de transmisión deseado rectangular, el algoritmo proporcionará los valores de los parámetros que mejor aproximen el espectro de transmisión de la rejilla al espectro de transmisión rectangular. Además, es importante mencionar que sólo es posible diseñar filtros con un espectro de transmisión cuya forma se aproxime a una rectangular si se emplean rejillas no uniformes.

El desarrollo de un AG para la búsqueda de una solución óptima de un problema específico, como en el caso de la síntesis de rejillas en fibra óptica, conduce a la creación de una nueva versión especializada del algoritmo. La diferencia entre esta nueva versión y las demás estriba en que se deben idear operadores de selección, reproducción, mutación y otros más especializados, apropiados para el problema de búsqueda en cuestión, de tal manera que el AG sea preciso, eficiente y de baja complejidad. En este proyecto desarrollamos un AG cuyos operadores fueron diseñados con características tales que permiten la optimización del algoritmo en su aplicación a la síntesis de rejillas de período largo en fibra óptica; esta optimización se llevó a cabo evaluando la precisión y eficiencia del algoritmo. Cuando esta evaluación no fue satisfactoria, se procedió a modificar algunos de los operadores genéticos del algoritmo, la elección de los operadores a modificar y las modificaciones que se realizaron dependen de lo sugerido por la literatura relacionada existente y de la propia experiencia. Este procedimiento de optimización se llevó a cabo de manera iterativa hasta que se obtuvo una evaluación satisfactoria del algoritmo.

Por otra parte, el AG que se desarrolló permite la síntesis de rejillas en fibra óptica que son realizables de manera práctica de acuerdo con la tecnología de fabricación disponible en la actualidad. Esto se logra porque únicamente se consideran los perfiles de modulación del índice de refracción que se pueden inducir en la fibra con las tecnologías actuales, y porque actualmente es más fácil fabricar una rejilla no uniforme compuesta de un número determinado de secciones uniformes, en lugar de que sus parámetros varíen de manera continua con respecto a su eje longitudinal.

4.2.1 Algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo no uniformes

El método de síntesis está basado en un AG de codificación real, o sea que los parámetros de las soluciones potenciales se representan con números reales. La técnica de análisis empleada por el algoritmo para calcular la respuesta espectral de las rejillas es la teoría de modos acoplados, en conjunto con el enfoque de la matriz F . Las soluciones potenciales del problema son rejillas no uniformes divididas en M secciones uniformes. Los parámetros de cada sección son la longitud L_m , el período Λ_m , la fase φ_m y el coeficiente de acoplamiento κ_m . De éstos, solamente el coeficiente de acoplamiento es modificado por el AG y los restantes permanecen constantes. Esto es porque la respuesta espectral deseada de la rejilla se puede lograr obteniendo una función de variación lenta del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ una vez que la longitud de la rejilla ha sido definida. Entonces, la meta de la síntesis es encontrar dicha función del coeficiente de acoplamiento que proporcione una respuesta espectral del dispositivo lo más cercana posible a la respuesta espectral deseada.

El AG tiene la estructura general descrita en la Sección 2.3.1 del Capítulo 2. A continuación se describen sus componentes y operadores que optimizamos para lograr un proceso de síntesis preciso y eficiente.

Definición de la respuesta espectral deseada

En este caso se busca que la función de transferencia o respuesta espectral deseada de la rejilla tenga las propiedades de un filtro de rechazo de banda, si se detecta el modo del núcleo en el extremo final de la rejilla; o de un filtro de paso de banda, si se detecta un modo de la cubierta. Así que se selecciona sólo una de las bandas de atenuación del espectro de la rejilla. Después se debe definir el rango del espectro deseado, es decir, una longitud de onda mínima λ_{\min} y una longitud de onda máxima λ_{\max} . También es necesario establecer la longitud de onda central λ_c y el ancho de la banda de rechazo o de paso, de acuerdo con las necesidades de aplicación y las posibilidades teóricas y tecnológicas. Para rejillas de período largo se puede especificar un espectro de transmisión rectangular de rechazo de banda, o sea que la magnitud del espectro de transmisión deseado $t_d(\lambda)$ debe ser cero dentro de la banda de rechazo, entre las longitudes de onda de corte inferior λ_a y superior λ_b (esto quiere decir que el ancho de la banda de rechazo es $\lambda_b - \lambda_a$), y unitaria fuera de esta banda, sin considerar la respuesta de fase. Pero también es posible definir un espectro de transmisión cruzada rectangular de paso de banda, es decir que la magnitud del espectro de transmisión cruzada deseado $t_d(\lambda)$ debe ser unitario dentro de la banda de paso (entre las longitudes de onda λ_a y λ_b), y cero fuera de la banda de paso. Nótese que esto es equivalente a la definición del espectro de transmisión de rechazo de banda anterior, ya que $t(\lambda) = 1 - t_x(\lambda)$. Además, en este segundo caso se puede especificar una respuesta de fase cruzada deseada $\phi_d(\lambda)$ lineal dentro de la banda de paso, ya que dicha respuesta de fase lineal implica una dispersión nula.

Creación de la población inicial

La creación de la población inicial consiste en generar un número de soluciones potenciales del problema, llamado tamaño de población N_s , con valores aleatorios de los parámetros que componen cada una de las soluciones. En realidad se generan valores aleatorios dentro de rangos predefinidos, estos rangos deben ser determinados de manera precisa, haciendo un análisis del comportamiento de las rejillas al variarlos. Si no se definen correctamente dichos rangos, el algoritmo requerirá de un mayor tiempo de cómputo para encontrar la solución óptima o incluso puede que no la encuentre en lo absoluto.

Los parámetros constantes de las soluciones potenciales son: La longitud de la rejilla L , ésta puede variar dependiendo del grado de aproximación entre el espectro de transmisión deseado y el espectro de transmisión de la rejilla sintetizada, así como del ancho de la banda de rechazo. El número de secciones en que se divide la rejilla M , éste también está en función de la aproximación entre los espectros de transmisión deseado y de la rejilla sintetizada, pero además depende del grado de suavidad requerido en el cambio del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$. Al mismo tiempo se debe tener en cuenta que un número grande de secciones hará que el proceso de síntesis sea más lento. La longitud de las secciones L_m , la cual es la misma para todas las secciones, es decir $L_m = L/M$. El período de las secciones de la rejilla Λ_m , también tiene el mismo valor para todas las secciones y se obtiene considerando la diferencia entre el índice efectivo de los modos del núcleo y de la cubierta y la longitud de onda de resonancia o central λ_c , de acuerdo con la Ecuación (4.7). Y el cambio de fase de las secciones de la rejilla ϕ_m , que en este caso es cero. Esto no significa que no haya cambios de fase en las secciones, porque éstos pueden estar codificados en el coeficiente de acoplamiento de las secciones.

Por otra parte, el coeficiente de acoplamiento de las secciones κ_m es el único parámetro que se optimiza, hasta que se ha obtenido un espectro de transmisión lo suficientemente cercano al

deseado. Su rango se debe encontrar considerando la longitud total de la rejilla L , ya que la transmisión mínima en la banda de atenuación depende del producto κL . Pero también es importante tomar en cuenta que este rango está limitado por la tecnología disponible para inducir el cambio del índice de refracción necesario en el núcleo de la fibra. Una vez hechas estas consideraciones se obtienen los valores máximo y mínimo del coeficiente de acoplamiento, κ_{\max} y κ_{\min} respectivamente. Aquí se hace que $\kappa_{\min} = -\kappa_{\max}$, donde un coeficiente de acoplamiento negativo implica un cambio de fase de π rad.

Cálculo del error de las soluciones

El ciclo del AG comienza con esta operación. Las soluciones potenciales (rejillas no uniformes divididas en M secciones) se procesan de manera secuencial. Para cada una, primero se calcula su espectro de transmisión o espectro de transmisión cruzada $t_c(\lambda)$ con el método de la matriz F, luego se obtiene el error entre el espectro de transmisión deseado $t_d(\lambda)$ y el espectro de transmisión calculado $t_c(\lambda)$, en este caso la función de error es el error cuadrático medio entre los dos espectros, es decir

$$E_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [t_d(\lambda_n) - t_c(\lambda_n)]^2, \quad (4.44)$$

donde E_i es el error de la solución i y N es el número total de puntos considerados en el rango de la longitud de onda. Después de calculado el error de todas las soluciones potenciales, éstas se ordenan de manera ascendente de acuerdo con su error, lo que quiere decir que se forma una lista de reproducción de soluciones, al inicio de la lista se coloca la solución cuyo error es el más pequeño y al final queda aquella solución cuyo error es el mayor.

Selección y combinación

Para la selección y combinación ideamos este procedimiento. Se selecciona una pareja de soluciones (padres) de la lista de reproducción y después se combinan para producir hijos. El primer padre P_1 se escoge en orden ascendente de un porcentaje de las primeras soluciones p_{r1} , y el segundo padre P_2 se elige aleatoriamente de un porcentaje de las primeras soluciones p_{r2} . Luego la combinación se lleva a cabo de la siguiente manera: Se genera un número aleatorio r entre 0 y 1. Si r es mayor que cierta probabilidad p_r , los padres se modifican de acuerdo con

$$P_1' = aP_1 + bP_2, \quad P_2' = bP_1 + aP_2, \quad (4.45)$$

donde a es un número real entre 0 y 1, $b = 1 - a$, y las operaciones se ejecutan en el parámetro κ_m de todas las secciones. Pero si r no es mayor que p_r , los padres no se modifican, es decir

$$P_1' = P_1, \quad P_2' = P_2. \quad (4.46)$$

El primer hijo de esta pareja se crea como

$$H_1 = P_1'. \quad (4.47)$$

La modificación de los padres y la creación de los hijos se repite hasta que se alcanza el número de hijos por pareja N_h . El diagrama de flujo de la Figura 4.7 ilustra la creación de hijos una vez que se ha seleccionado una pareja de padres. Después se selecciona otra pareja de padres y el proceso es repetido hasta que el número de hijos ha alcanzado el tamaño de la población N_s .

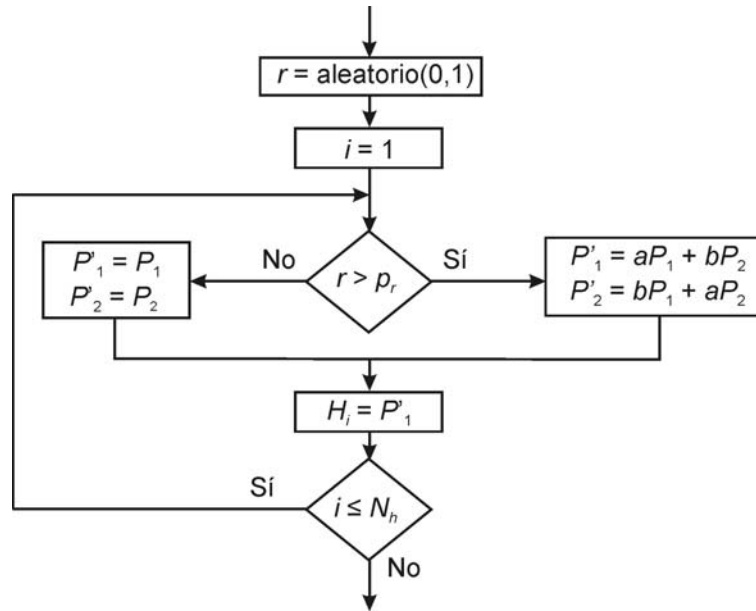


Figura 4.7 Creación de hijos una vez que la pareja de padres se ha seleccionado.

Mutación

Proponemos una mutación no uniforme. Para cada solución S_i , sin importar su error, se genera un número aleatorio q entre 0 y 1, si q es menor o igual que la probabilidad de mutación p_c el parámetro $\kappa_{i,m}$ de todas las secciones de la solución S_i sufre un pequeño cambio dado por

$$\kappa'_{i,m} = \kappa_{i,m} + \Delta\kappa_1 \cdot \kappa_{\max} + \Delta\kappa_2 \cdot \kappa_{\min}, \quad (4.48)$$

donde $\kappa'_{i,m}$ es el nuevo coeficiente de acoplamiento de la sección m de la solución S_i , $\Delta\kappa_1$ y $\Delta\kappa_2$ son dos cantidades aleatorias dentro de un rango definido, el cual disminuye a la mitad cuando el error de la mejor solución de la generación actual es mayor que el error de la mejor solución de la generación anterior, por esta razón se le llama mutación no uniforme.

Después de realizar la mutación se ha creado una nueva generación de soluciones que generalmente proporcionan espectros de transmisión más aproximados al espectro de transmisión deseado. El ciclo del AG se repite hasta que se procesa el número total de generaciones N_g .

4.2.2 Aplicación del algoritmo genético

El algoritmo genético descrito anteriormente se utilizó para sintetizar una rejilla de período largo que opera como filtro de rechazo de banda. Se desea que la rejilla tenga un espectro de transmisión lo más cercano posible a una forma rectangular, desde una longitud de onda mínima $\lambda_{\min} = 1285.0$ nm hasta una longitud de onda máxima $\lambda_{\max} = 1315.0$ nm, la banda de rechazo se define de $\lambda_a = 1298.5$ nm a $\lambda_b = 1301.5$ nm (ancho de banda de 3 nm), así que la longitud de onda central es $\lambda_c = 1300.0$ nm, utilizándose un número total de puntos $N = 100$. La respuesta de fase no se toma en cuenta en este caso. Se considera que el índice efectivo del modo del núcleo es $n_{co} = 1.455$ y el del modo de la cubierta es $n_{cl} = 1.442$; por lo tanto el período resultante es $\Lambda = 100$ μm (calculado con la Ecuación (4.7)). También se propone que la rejilla tenga una longitud total de $L = 20$ cm, el

número de secciones en que se divide sea $M = 20$ y el rango del coeficiente de acoplamiento de las secciones esté limitado por $\kappa_{\min} = -0.3 \text{ cm}^{-1}$ y $\kappa_{\max} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$. Asimismo, se definieron los valores iniciales de los parámetros del algoritmo genético para la síntesis, los cuales se presentan en la Tabla 4.4.

Tabla 4.4 Valores iniciales de los parámetros del algoritmo genético.

Parámetro	Valor
Tamaño de población N_s	100
Porcentaje de mejores soluciones para P_1 p_{r1}	20%
Porcentaje de mejores soluciones para P_2 p_{r2}	10%
Probabilidad de modificación de padres p_r	0.86
Parámetro de combinación a	0.60
Parámetro de combinación b	0.40
Número de hijos por pareja N_h	5
Probabilidad de mutación p_c	1.00
Rango del cambio de κ_m $\Delta\kappa_1$ y $\Delta\kappa_2$	0...5
Número total de generaciones N_g	100

La rejilla se sintetizó cinco veces, en las cuales el espectro de transmisión y el error de la solución óptima cambiaban ligeramente. En la Figura 4.8(a) se muestra el espectro de transmisión $t(\lambda)$ de la rejilla con el error más pequeño, mientras que en la Figura 4.8(b) se presenta el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ obtenido para esta rejilla. Como se puede observar, el espectro de transmisión $t(\lambda)$ tiene disminuidos sus lóbulos laterales en gran medida, pero la banda de atenuación tiene un par de picos pronunciados, lo que hace que el espectro de transmisión se aleje de la forma rectangular deseada. Por otra parte, el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ tiene una variación lenta en función de la posición longitudinal en la rejilla z , lo que hace posible su fabricación práctica.

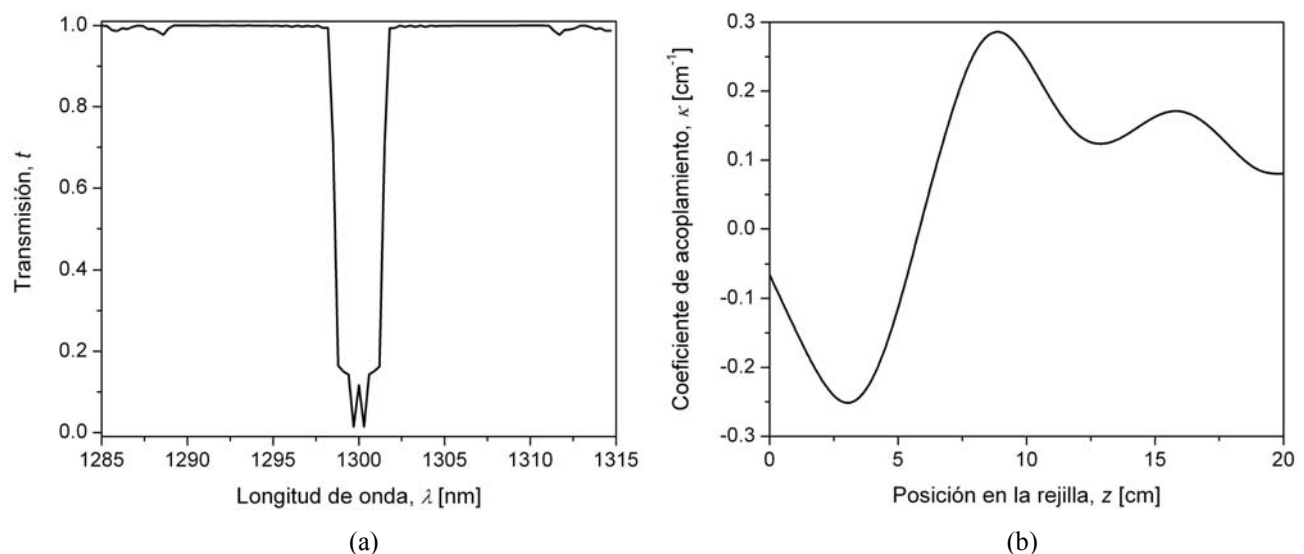


Figura 4.8 (a) Espectro de transmisión de la rejilla sintetizada $t(\lambda)$; (b) Perfil del coeficiente de acoplamiento de la rejilla sintetizada $\kappa(z)$.

Para evaluar la eficiencia del AG se puede utilizar el error de la solución óptima, pero también es importante analizar el comportamiento del error de la mejor solución en cada generación. En la Figura 4.9 se muestra una comparación de este comportamiento de las cinco síntesis que se realizaron para la rejilla. A excepción de la Síntesis 2, todas las síntesis convergen a un error

alrededor de $E = 5.1 \times 10^{-3}$, el cual se alcanza aproximadamente en la generación número 30. Esto significa que el algoritmo no requiere un mayor número de generaciones para encontrar la solución óptima. Sin embargo, el comportamiento de la Síntesis 2 indica que el algoritmo convergió a un mínimo local de la función de error. Este resultado y la forma del espectro de transmisión de la rejilla sugieren que los valores de los parámetros del algoritmo usados en las síntesis no son idóneos.

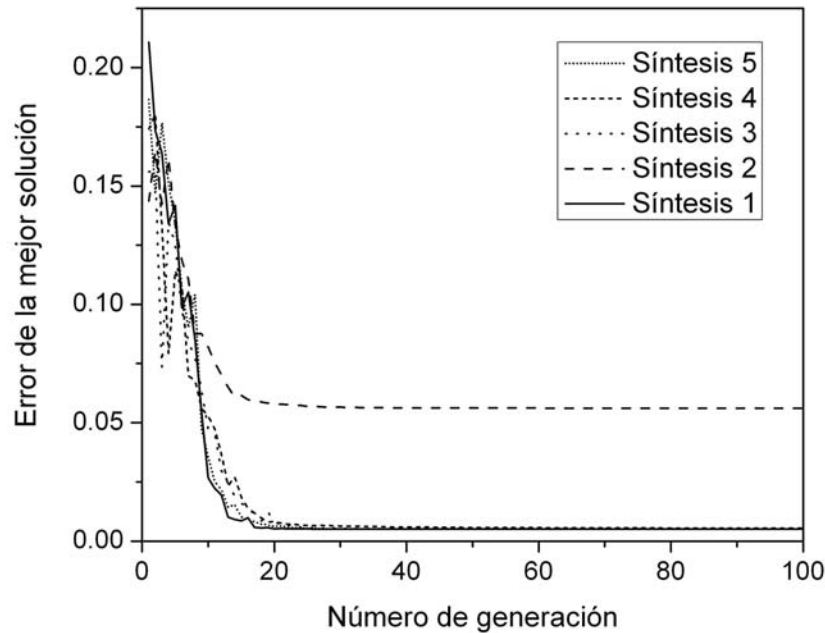


Figura 4.9 Comportamiento del error de la mejor solución en función del número de generación, para cinco síntesis realizadas.

4.2.3 Afinación de los parámetros del algoritmo genético

El error de la solución óptima y el comportamiento del error de la mejor solución en cada generación se usaron para afinar los parámetros del algoritmo (con el fin de encontrar sus valores óptimos). La afinación de los parámetros entonces consistió en modificar cada uno de ellos, realizar la síntesis de la rejilla y analizar la eficiencia del algoritmo sobre la base del error de la solución óptima y el comportamiento del error en función del número de generación. De esta manera se encontraron los valores óptimos de los parámetros que se muestran en la Tabla 4.5. Además se duplicó el número total de puntos en el espectro, es decir $N = 200$.

Tabla 4.5 Valores óptimos de los parámetros del algoritmo genético.

Parámetro	Valor
Tamaño de población N_s	240
Porcentaje de mejores soluciones para P_1 p_{r1}	20%
Porcentaje de mejores soluciones para P_2 p_{r2}	4.2%
Probabilidad de modificación de padres p_r	0.86
Parámetro de combinación a	0.75
Parámetro de combinación b	0.25
Número de hijos por pareja N_h	5
Probabilidad de mutación p_c	1.00
Rango del cambio de κ_m $\Delta\kappa_1$ y $\Delta\kappa_2$	0...1
Número total de generaciones N_g	50

Como ejemplo se incluye el análisis del error de la mejor solución variando dos de los parámetros de la Tabla 4.5 y realizando la síntesis de la misma rejilla de la Sección 4.2.2. Primero se modifica el número de hijos por pareja N_h , manteniendo constantes los demás parámetros. La Figura 4.10(a) muestra el error en escala logarítmica y en función del número de generación, para un número de hijos por pareja de $N_h = 2, 4, 5, 6$ y 8 . El error es mayor cuando $N_h = 2$, prácticamente es igual cuando N_h está entre 4 y 6, y aumenta ligeramente para $N_h = 8$.

Después modificamos la probabilidad de mutación p_c , también manteniendo constantes los otros parámetros. En la Figura 4.10(b) se presenta el error en escala logarítmica y en función del número de generación, considerando valores de la probabilidad de mutación de $p_c = 0.25, 0.50, 0.75$ y 1.00 . En este caso el error es casi el mismo para los cuatro valores de p_c ; sin embargo, si p_c se disminuye debajo de 0.25 la eficiencia del algoritmo comenzará a degradarse debido a que el número de mutaciones en las soluciones potenciales se vuelve muy pequeño y aumenta la probabilidad de que el AG converja a un mínimo local de la función de error. Además, en ambos casos se puede observar que la convergencia del AG se da cuando se han procesado un total de 30 generaciones. Es evidente que la determinación de los parámetros óptimos se debe hacer cuidadosamente, ya que el error varía muy poco al cambiar los valores de los parámetros.

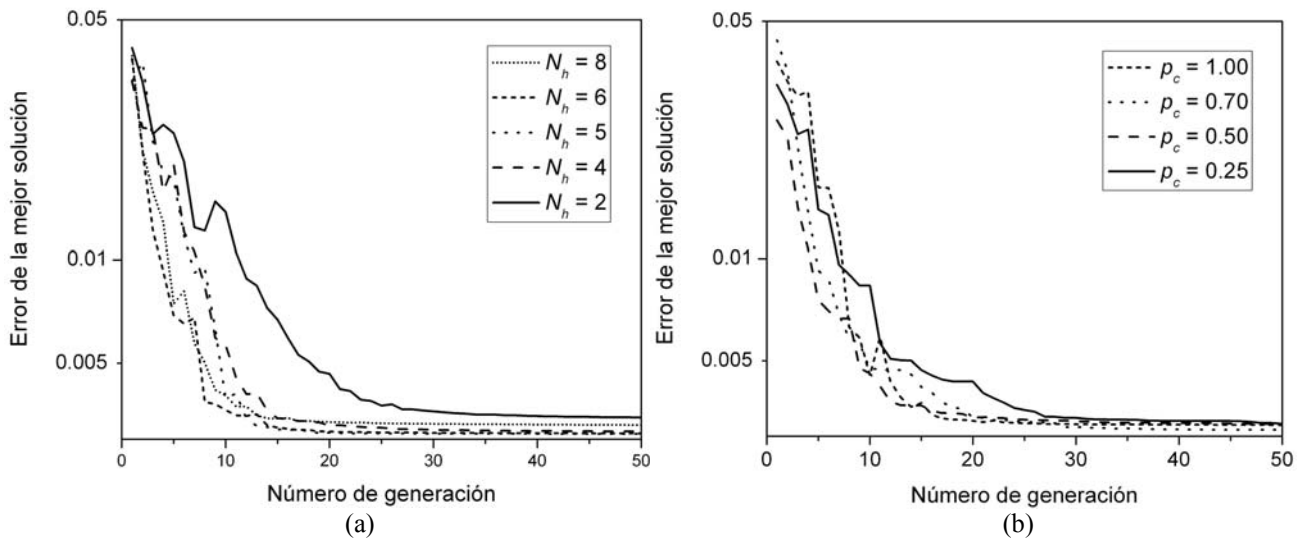


Figura 4.10 Comportamiento del error en función del número de generación. (a) Variando el número de hijos por pareja, $N_h = 2, 4, 5, 6$ y 8 ; (b) Variando la probabilidad de mutación, $p_c = 0.25, 0.50, 0.75$ y 1.00 .

Finalmente se presenta el espectro de transmisión $t(\lambda)$ y el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ de la rejilla sintetizada en las Figuras 4.11(a) y 4.11(b) respectivamente. La síntesis se llevó a cabo utilizando los parámetros óptimos del AG y aumentando el número de secciones a $M = 40$. Aunque el espectro de transmisión $t(\lambda)$ tiene una forma más cercana a un espectro rectangular, todavía no es óptimo, pues los picos dentro de la banda de rechazo son muy acentuados. Para disminuir estos picos es necesario aumentar la longitud total de la rejilla y el rango del coeficiente de acoplamiento.

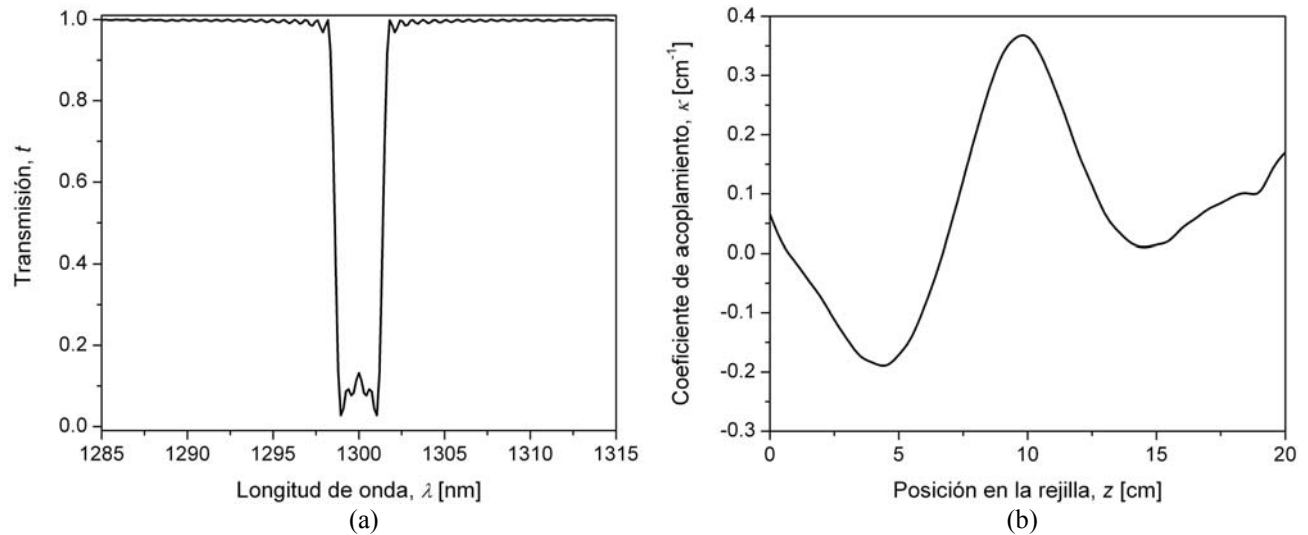


Figura 4.11 Resultados de la síntesis de una rejilla utilizando los parámetros óptimos. (a) Espectro de transmisión $t(\lambda)$; (b) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

4.3 Síntesis de rejillas de período largo por medio del método desarrollado

Una vez diseñado y optimizados sus parámetros, el algoritmo genético se empleó en la síntesis de rejillas de período largo que operan como filtros de rechazo de banda y filtros de paso de banda, con espectros de transmisión en diferentes bandas de longitud de onda y con distintos anchos de la banda de rechazo o de paso. Para la síntesis de filtros de rechazo de banda, el espectro de transmisión deseado que se definió fue un espectro de transmisión rectangular del modo del núcleo, sin considerar la respuesta de fase. Mientras que para la síntesis de filtros de paso de banda, el espectro de transmisión deseado definido fue el espectro de transmisión rectangular de un modo de la cubierta. Pero también se definió una respuesta de fase deseada lineal del modo de la cubierta, porque de esta manera se disminuye la distorsión y la dispersión introducidas por el dispositivo. Específicamente, la respuesta de fase deseada es constante, con un valor de $-\pi/2$ dentro de la banda de paso, porque la respuesta de fase cruzada de una rejilla de período largo uniforme tiene este mismo valor dentro de la banda de paso.

4.3.1 Síntesis de rejillas de período largo que operan como filtros de rechazo de banda

En primer término se consideró un espectro de transmisión rectangular con una longitud de onda central $\lambda_c = 1300$ nm y número total de puntos $N = 200$. También se supuso que los índices efectivos de los modos del núcleo y de la cubierta son $n_{co} = 1.455$ y $n_{cl} = 1.442$ respectivamente; así que el período de la rejilla debe ser $\Lambda = 100$ μm . Con estos parámetros se sintetizaron rejillas de período largo para obtener anchos de la banda de rechazo de 3 y 8 nm, sin tomar en cuenta la respuesta de fase. Los resultados se presentan en las Figuras 4.12 y 4.13 respectivamente. En éstas se muestra el espectro de transmisión normalizado $t(\lambda)$ (Figuras 4.12(a) y 4.13(a)); el espectro de transmisión en decibeles $t(\lambda)$ (Figuras 4.12(b) y 4.13(b)); el espectro de transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$ (Figuras 4.12(c) y 4.13(c)); y el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ (Figuras 4.12(d) y 4.13(d)).

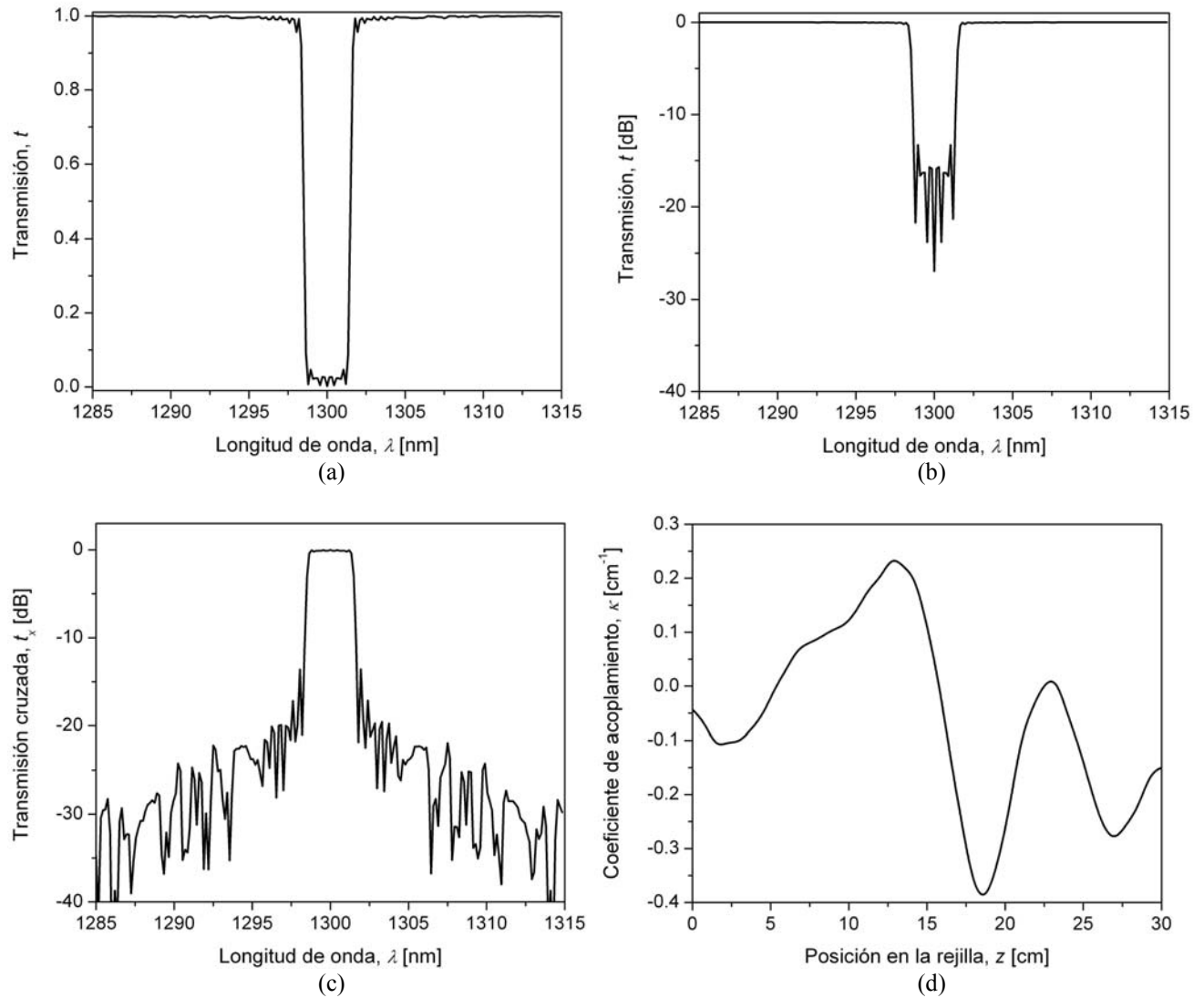


Figura 4.12 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1300$ nm y banda de rechazo de 3 nm. (a) Transmisión $t(\lambda)$; (b) Transmisión en decibeles $t(\lambda)$; (c) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

Para lograr un espectro de transmisión casi rectangular con un ancho de la banda de rechazo de 3 nm se definió un longitud de rejilla de $L = 30$ cm y un rango del coeficiente de acoplamiento de $\kappa_{\min} = -0.8 \text{ cm}^{-1}$ a $\kappa_{\max} = 0.8 \text{ cm}^{-1}$. Usando estos valores disminuyó considerablemente la magnitud de los picos dentro de la banda de rechazo. Asimismo, para la síntesis de la rejilla con banda de rechazo de 8 nm la longitud total quedó de $L = 18$ cm y el rango del coeficiente de acoplamiento de $\kappa_{\min} = -1.0 \text{ cm}^{-1}$ a $\kappa_{\max} = 1.0 \text{ cm}^{-1}$. En el primer caso el número de secciones de la rejilla se estableció $M = 40$, mientras que en el segundo a $M = 60$.

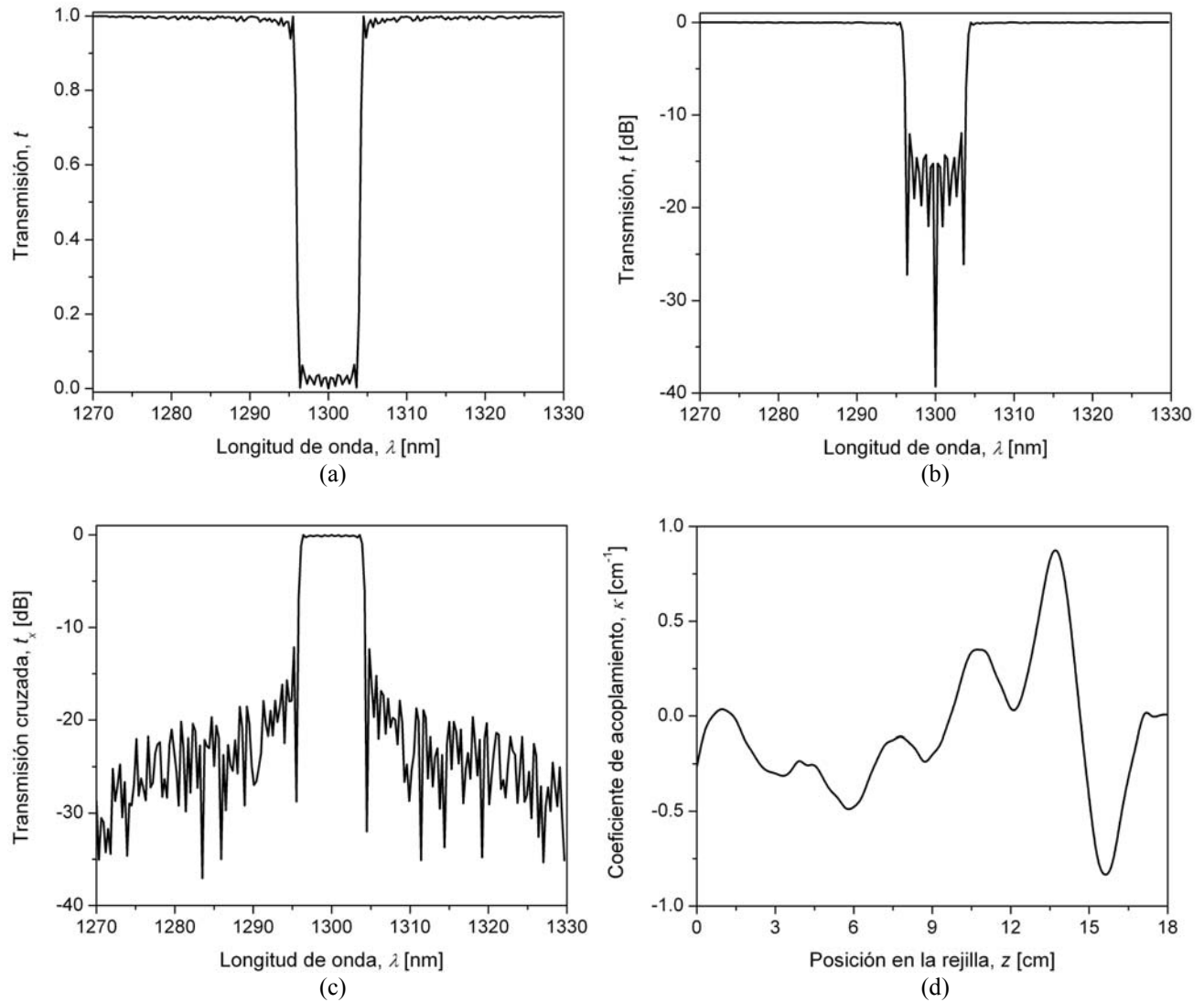


Figura 4.13 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1300$ nm y banda de rechazo de 8 nm. (a) Transmisión $t(\lambda)$; (b) Transmisión en decibeles $t(\lambda)$; (c) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

Después se definió un espectro de transmisión rectangular con una longitud de onda central $\lambda_c = 1550$ nm y número total de puntos $N = 200$. Se consideró que el índice efectivo del modo del núcleo es $n_{co} = 1.45$ y el índice efectivo del modo de la cubierta es $n_{cl} = 1.44728$; por lo tanto el período de la rejilla debe ser $\Lambda = 570$ μm . Se sintetizaron rejillas de período largo para obtener anchos de la banda de rechazo de 20 y 60 nm, sin considerar la respuesta de fase. Los resultados se muestran en las Figuras 4.14 y 4.15 respectivamente. También se presenta el espectro de transmisión normalizado $t(\lambda)$ (Figuras 4.14(a) y 4.15(a)); el espectro de transmisión en decibeles $t(\lambda)$ (Figuras 4.14(b) y 4.15(b)); el espectro de transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$ (Figuras 4.14(c) y 4.15(c)); y el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ (Figuras 4.14(d) y 4.15(d)).

En la síntesis de la rejilla con un ancho de la banda de rechazo de 20 nm la longitud de la rejilla se fijó a $L = 38$ cm. Y para la síntesis de la rejilla con banda de rechazo de 60 nm la longitud total

quedó de $L = 18$ cm. En ambas síntesis el rango del coeficiente de acoplamiento se limitó de $\kappa_{\min} = -0.8 \text{ cm}^{-1}$ a $\kappa_{\max} = 0.8 \text{ cm}^{-1}$ y el número de secciones se fijó a $M = 40$.

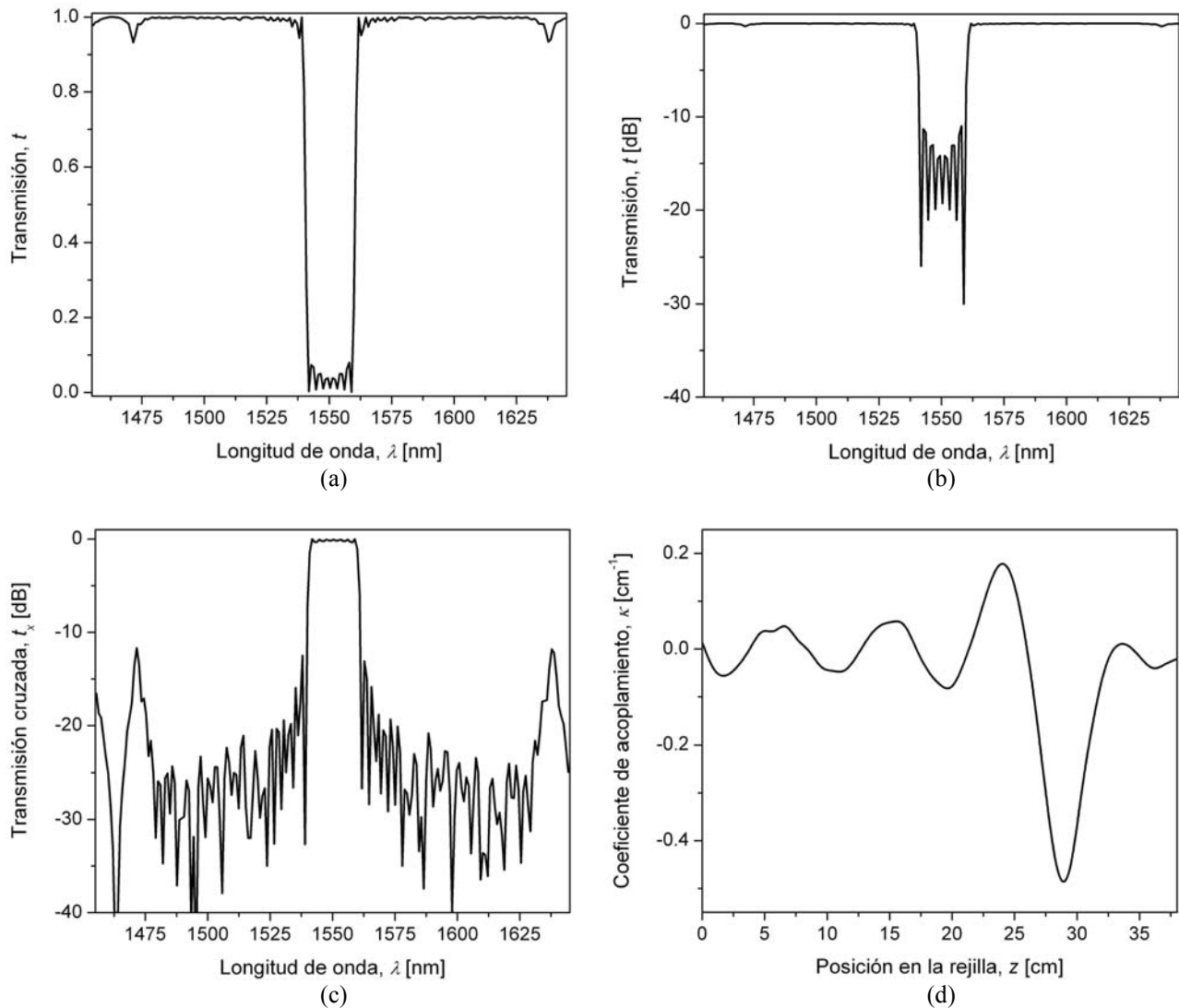


Figura 4.14 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1550$ nm y banda de rechazo de 20 nm. (a) Transmisión $t(\lambda)$; (b) Transmisión en decibeles $t(\lambda)$; (c) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

Estos resultados de síntesis muestran que es posible diseñar rejillas de período largo con un espectro de transmisión casi rectangular, partiendo de un espectro deseado ideal. La fabricación de dichas rejillas es factible en la práctica, ya que el perfil del coeficiente de acoplamiento tiene un rango y una variación longitudinal que se pueden lograr empleando las tecnologías de inscripción de rejillas disponibles en la actualidad.

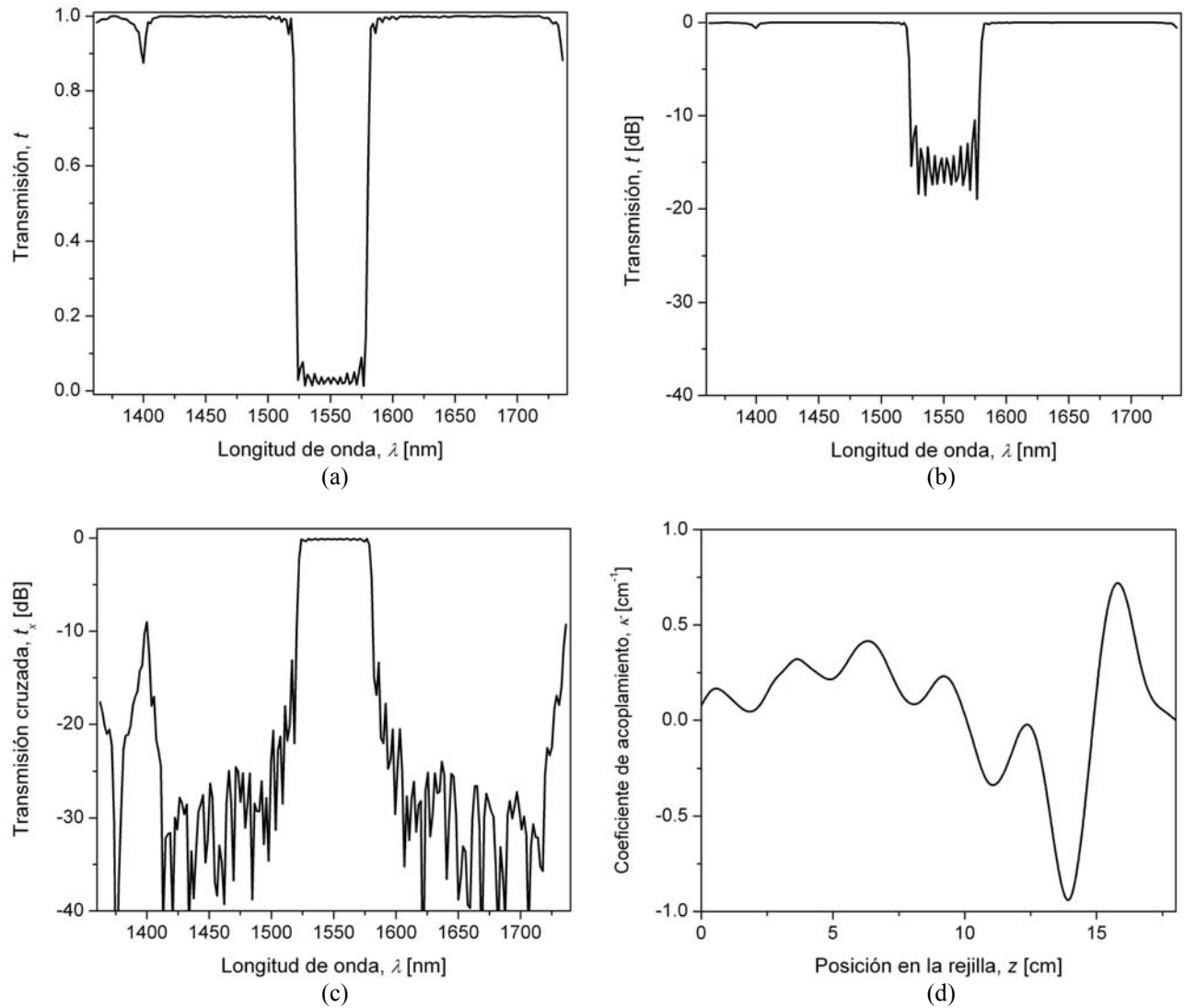


Figura 4.15 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1550$ nm y banda de rechazo de 60 nm. (a) Transmisión $t(\lambda)$; (b) Transmisión en decibeles $t(\lambda)$; (c) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

4.3.2 Síntesis de rejillas de período largo que operan como filtros de paso de banda

Ya que en este caso se desea sintetizar rejillas con espectros de transmisión y de fase específicos, es necesario modificar la función de error para incluir el espectro o respuesta de fase. La función de error que se emplea para lograr este objetivo tiene la forma

$$E_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (1-p)[t_d(\lambda_n) - t_c(\lambda_n)]^2 + c_n p [\phi_d(\lambda_n) - \phi_c(\lambda_n)]^2, \quad (4.49)$$

donde p está en el rango de 0 a 1 y representa el peso de la respuesta de fase en comparación con el peso del espectro de transmisión, c_n es un parámetro que permite considerar la respuesta de fase en algún rango del espectro, en particular $c_n = 0$ fuera de la banda de paso y $c_n = 1$ dentro de la banda de paso, $\phi_d(\lambda)$ y $\phi_c(\lambda)$ son las respuestas de fase deseada y calculada respectivamente, y los parámetros restantes ya han sido definidos previamente.

El retardo de tiempo se define como el cambio de fase con respecto a la frecuencia, así que el retardo T de la luz transmitida por la rejilla es [13]

$$T = \frac{d\phi}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\phi}{d\lambda}, \quad (4.50)$$

donde ω es la frecuencia angular y c es la velocidad de la luz en el vacío. Asimismo, la dispersión es la razón de cambio del retardo con respecto a la longitud de onda, por lo tanto la dispersión puede calcularse con [13]

$$D = \frac{dT}{d\lambda} = \frac{2T}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\phi}{d\lambda^2}. \quad (4.51)$$

Se realizó la síntesis de dos rejillas de período largo en condiciones similares a los casos presentados en la sección anterior. Primero se definió un espectro de transmisión deseado rectangular, con una longitud de onda central $\lambda_c = 1300$ nm, ancho de la banda de paso de 3 nm, respuesta de fase deseada constante $\phi_d(\lambda) = -\pi/2$, y número total de puntos en el espectro $N = 200$. Los índices efectivos de los modos del núcleo y de la cubierta son $n_{co} = 1.455$ y $n_{cl} = 1.442$ respectivamente; por lo tanto el período de la rejilla debe ser $\Lambda = 100$ μm . La longitud de la rejilla se estableció en $L = 30$ cm, el rango del coeficiente de acoplamiento se limitó de $\kappa_{\min} = -0.8$ cm^{-1} a $\kappa_{\max} = 0.8$ cm^{-1} y la rejilla se dividió en $M = 40$ secciones. La Figura 4.16 presenta los resultados de la síntesis de esta rejilla. Para poder hacer una comparación se incluyen los resultados de la síntesis considerando la respuesta de fase deseada en la función de error, marcados con línea continua (peso de la respuesta de fase $p = 0.4$); y los resultados de la síntesis sin considerar la respuesta de fase en la función de error, marcados con línea punteada (peso de la respuesta de fase $p = 0$). La Figura 4.16(a) muestra el espectro de transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; mientras que en las Figuras 4.16(b) y 4.16(c) se ilustran la respuesta de fase $\phi_x(\lambda)$ y la dispersión $D(\lambda)$ respectivamente; por último, en la Figura 4.16(d) se puede observar el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ de la rejilla sintetizada.

Luego se especificó un espectro de transmisión rectangular, con una longitud de onda central $\lambda_c = 1550$ nm, ancho de la banda de paso de 20 nm, respuesta de fase constante $\phi_d(\lambda) = -\pi/2$ y número de puntos en el espectro $N = 200$. Los índices efectivos del modo del núcleo y de la cubierta se consideraron como $n_{co} = 1.45$ y $n_{cl} = 1.44728$ respectivamente, quedando un período de la rejilla de $\Lambda = 570$ μm . La longitud de la rejilla se estableció en $L = 33$ cm, el rango del coeficiente de acoplamiento se limitó de $\kappa_{\min} = -0.8$ cm^{-1} a $\kappa_{\max} = 0.8$ cm^{-1} y la rejilla también se dividió en $M = 40$ secciones. En la Figura 4.17 se exponen los resultados de la síntesis tomando en cuenta la respuesta de fase, indicados con línea continua ($p = 0.4$); y los resultados de la síntesis sin tomar en cuenta la respuesta de fase, indicados con línea punteada ($p = 0$). Similarmente, la Figura 4.17(a) presenta el espectro de transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; las Figuras 4.17(b) y 4.17(c) muestran la respuesta de fase $\phi_x(\lambda)$ y la dispersión $D(\lambda)$ respectivamente; y en la Figura 4.17(d) se observa el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

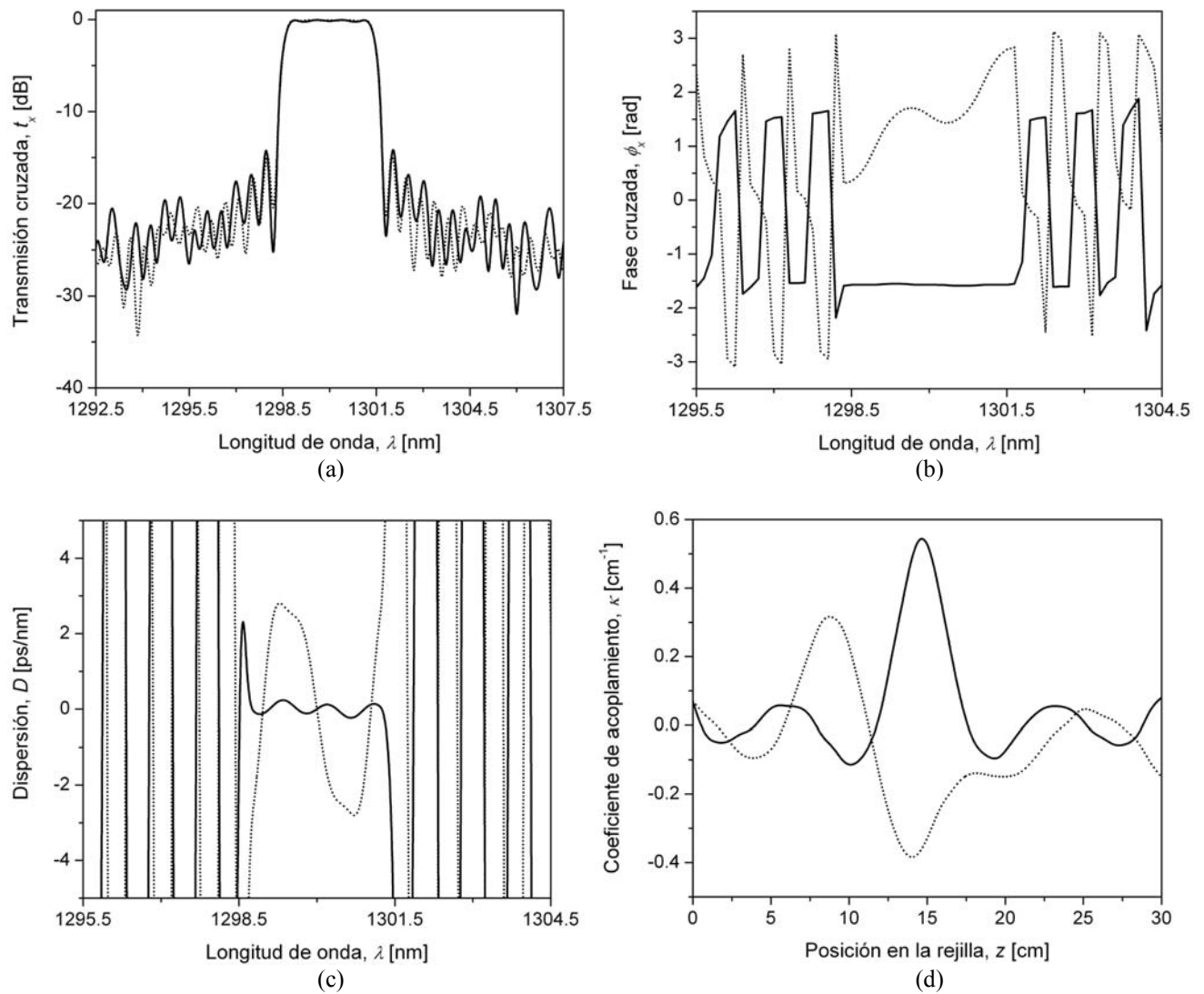


Figura 4.16 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1300$ nm, banda de rechazo de 3 nm y respuesta de fase $\phi_d(\lambda) = -\pi/2$. Resultados considerando la respuesta de fase en línea continua y sin considerar la respuesta de fase en línea punteada. (a) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (b) Respuesta de fase $\phi(\lambda)$; (c) Dispersión $D(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

En las Figuras 4.16 y 4.17 se puede apreciar que al incluir la respuesta de fase en la función de error, el espectro de transmisión presenta lóbulos laterales sólo ligeramente mayores que el espectro de transmisión obtenido al no considerar la respuesta de fase. Sin embargo, hay una disminución considerable en la dispersión al incluir la respuesta de fase en el proceso de síntesis. Además, se ha aprovechado la facilidad que tiene el AG para ponderar los componentes de la respuesta espectral de la rejilla, es decir, se les ha dado peso distinto al espectro de transmisión y al espectro de fase en la función de error.

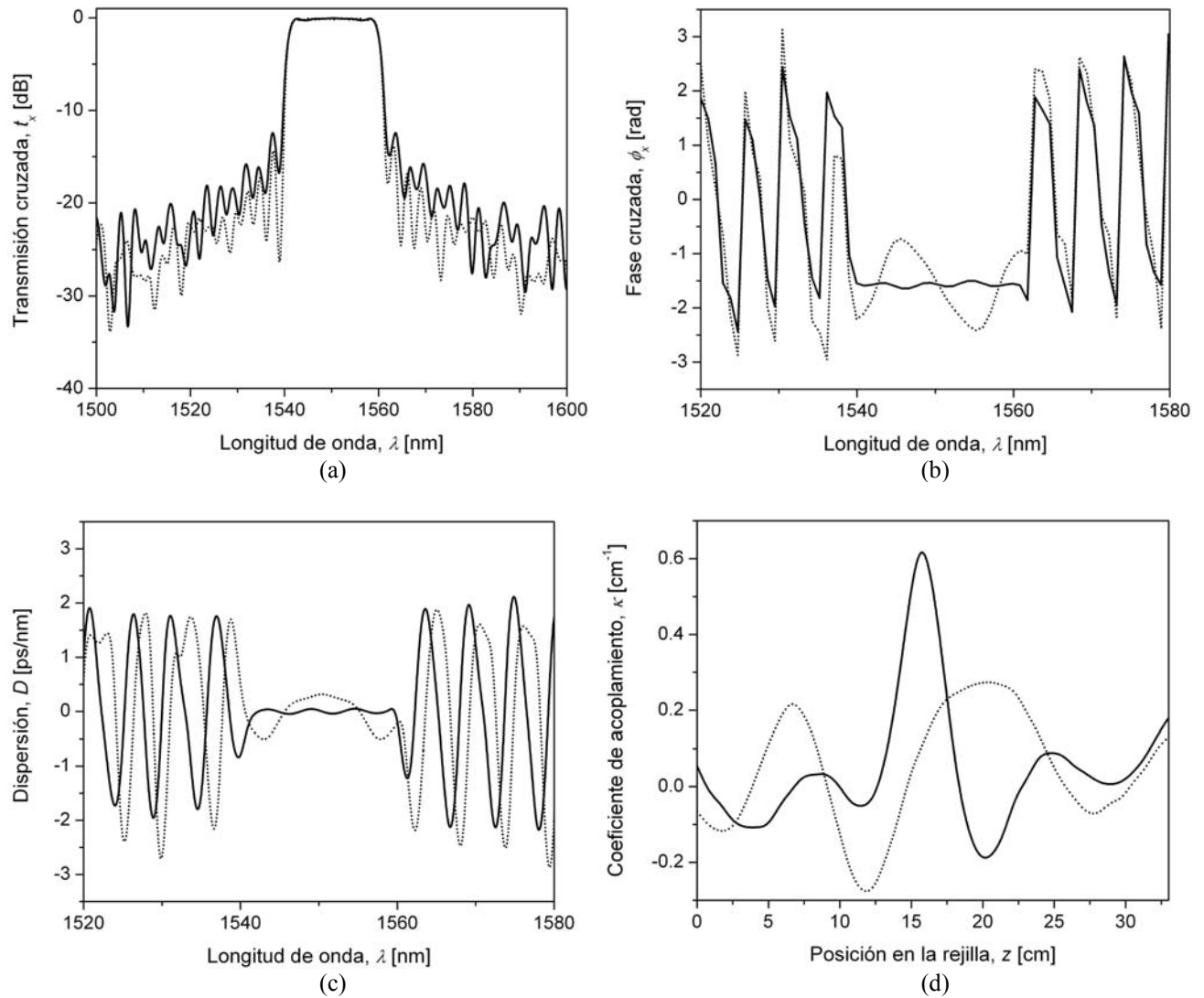


Figura 4.17 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1550$ nm, banda de rechazo de 20 nm y respuesta de fase $\phi_d(\lambda) = -\pi/2$. Resultados considerando la respuesta de fase en línea continua y sin considerar la respuesta de fase en línea punteada. (a) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (b) Respuesta de fase $\phi(\lambda)$; (c) Dispersión $D(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

Aunque, en términos de la longitud de onda λ , las bandas de rechazo de las rejillas sintetizadas con una longitud de onda central de $\lambda_c = 1550$ nm son más anchas que las bandas de rechazo de las rejillas con longitud de onda central de $\lambda_c = 1300$ nm; en términos de la desintonización δ , el ancho de estas bandas de rechazo es similar. Es por este motivo que el algoritmo genético tiene un desempeño comparable en ambos casos. Si se aumenta o reduce el ancho de las bandas de rechazo, se tienen que encontrar valores apropiados para la longitud de la rejilla y para el rango del coeficiente de acoplamiento, de tal forma que se pueda lograr una síntesis eficiente. Sin embargo, en algún punto hay una limitación debida a cuestiones físicas, mas no del algoritmo genético. Además, las características del material y la geometría de la fibra determinan la desintonización en cierto rango de longitud de onda y para un período de la rejilla específico, como lo indica la Ecuación (4.6). Por lo tanto, el ancho máximo y mínimo alcanzable de una banda de rechazo, en cierto grado

rectangular, depende de las características de la fibra, del orden del modo de la cubierta y del período de la rejilla.

4.4 Síntesis de rejillas de período largo con un algoritmo de temple simulado

Con el objeto de realizar una comparación del método de síntesis desarrollado con un método de síntesis alternativo, también se llevó a cabo la síntesis de rejillas de período largo por medio de un algoritmo de temple simulado (SA). Se eligió el algoritmo SA porque, como se mencionó en el Capítulo 2, tiene características similares a las del AG, entre las que destacan las siguientes: se trata de un método de optimización, se puede utilizar cualquier método de análisis para calcular la respuesta de la solución potencial, permite ponderar las diferentes componentes de la respuesta deseada y se puede aplicar en problemas de síntesis diferentes en donde no se consideran las propiedades de filtrado óptico de las rejillas.

4.4.1 Descripción del algoritmo de temple simulado

El algoritmo SA se desarrolló de tal manera que la solución óptima (y la solución potencial) del problema tuviera la misma estructura que la obtenida con el AG. Entonces, la única solución potencial que forma la población es una rejilla no uniforme dividida en M secciones con parámetros constantes, tales como longitud L_m , período Λ_m , fase φ_m y coeficiente de acoplamiento κ_m . Análogamente al AG, sólo el coeficiente de acoplamiento se modifica en el proceso de síntesis, para encontrar el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ óptimo. También se emplean la teoría de modos acoplados y el método de la matriz F para calcular la respuesta espectral de la rejilla.

El algoritmo SA tiene la estructura básica que se describe en el trabajo realizado por Dong, Azaña y Kirk [14], con algunas diferencias de adaptación al problema de síntesis particular. A continuación se describe brevemente esta estructura.

La definición de la respuesta espectral deseada es la misma que la definición empleada para el AG. Además, es necesario encontrar los valores máximo κ_{\max} y mínimo κ_{\min} del coeficiente de acoplamiento, para definir de manera precisa el rango de éste. La solución potencial inicial se crea generando valores aleatorios, dentro del rango previamente definido, para todas las secciones de la rejilla. La función de energía (o función de error) de la solución potencial se obtiene también con la Ecuación (4.44). Después de calcular la función de energía de la solución inicial, la primera se establece como la función de energía óptima E_{opt} .

El procesamiento del coeficiente de acoplamiento de la primera sección, es decir el primer parámetro, se lleva a cabo de la siguiente manera: Se toman K valores uniformemente distribuidos en el rango del parámetro. Del valor inicial del parámetro se pasa al siguiente valor, con éste se calcula la respuesta espectral y la función de energía E . Luego se calcula el cambio en la función de energía como $\Delta E = E - E_{opt}$. Si $\Delta E \leq 0$ se acepta el nuevo valor del parámetro. Pero si $\Delta E > 0$ el nuevo valor del parámetro se acepta con la probabilidad

$$p = \exp(-\Delta E / T), \quad (4.52)$$

donde T es el parámetro de control llamado temperatura. El aceptar en algunas ocasiones un valor del parámetro cuando el cambio en la función de energía es positivo, permite salir de un mínimo local de la función de energía. Cuando un nuevo valor del parámetro es aceptado, la nueva función

de energía se establece como la óptima ($E_{opt} = E$). Este procedimiento se repite para los valores restantes del primer parámetro.

El mismo procesamiento se realiza para los demás parámetros (coeficientes de acoplamiento de las demás secciones). La primera iteración del algoritmo se termina cuando todos los parámetros se han procesado. La temperatura se reduce ligeramente de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$T(i) = T_{ini} (T_{fin} / T_{ini})^{(i-1)/(N_i-1)}, \quad (4.53)$$

donde T_{ini} es la temperatura inicial, T_{fin} es la temperatura final, i es el número de iteración y N_i es el número total de iteraciones. Después comienza la segunda iteración y el procedimiento continúa hasta que se ha completado el total de iteraciones N_i .

El desempeño del algoritmo SA depende en gran medida de cómo cambia el parámetro de control T en cada iteración, es decir, de su valor inicial T_{ini} y de su valor final T_{fin} . Para obtener un buen desempeño T_{ini} debe ser mucho mayor que el cambio en la función de energía ΔE entre dos soluciones potenciales aleatorias, y T_{fin} debe ser mucho menor que el mismo cambio en la función de energía [14].

4.4.2 Resultados de síntesis de rejillas de período largo

Antes de aplicar el algoritmo SA para síntesis prácticas, se obtuvieron los valores óptimos de T_{ini} y T_{fin} considerando lo mencionado en el párrafo anterior y evaluando la eficiencia del algoritmo con diferentes casos de síntesis. Después de esta evaluación se encontraron los siguientes valores que delimitan el rango del parámetro T : $T_{ini} = 4.5$ y $T_{fin} = 4.5 \times 10^{-4}$.

Se sintetizaron dos rejillas de período largo, imponiendo las mismas condiciones que las consideradas en dos de los casos anteriores de síntesis por medio del AG, de tal manera que los resultados permitieran hacer una comparación adecuada. En ambos casos se realizó la síntesis de rejillas que operan como filtros de rechazo de banda, con un espectro de transmisión rectangular. El primer caso es el del filtro con longitud de onda central $\lambda_c = 1300$ nm, un ancho de la banda de rechazo de 3 nm y un número total de puntos del espectro de transmisión de $N = 200$. Los parámetros fijos de la rejilla y de la fibra se establecieron a los mismos valores empleados en la Sección 4.3.1. Sin embargo, el rango del coeficiente de acoplamiento se tuvo que reducir para mejorar el desempeño del algoritmo SA, de otra manera el algoritmo convergía a un mínimo local de la función de energía. Así que los valores mínimo y máximo del coeficiente de acoplamiento se establecieron a $\kappa_{min} = -0.4 \text{ cm}^{-1}$ y $\kappa_{max} = 0.4 \text{ cm}^{-1}$ respectivamente. Además, el número de valores uniformemente distribuidos que se tomaron de este rango fue de $K = 16$.

Después de $N_i = 16$ iteraciones se obtuvieron los resultados que se muestran en la Figura 4.18. El espectro de transmisión normalizado $t(\lambda)$ se presenta en la Figura 4.18(a), el espectro de transmisión en decibeles $t(\lambda)$ en la Figura 4.18(b), el espectro de transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$ en la Figura 4.18(c) y el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ en la Figura 4.18(d). Si se comparan estos resultados con los presentados en la Figura 4.12, obtenidos con el AG para el mismo caso, se puede observar que ambos algoritmos tienen una eficiencia similar, porque el nivel de atenuación dentro y fuera de la banda de rechazo del espectro de transmisión de las dos rejillas sintetizadas es muy parecido.

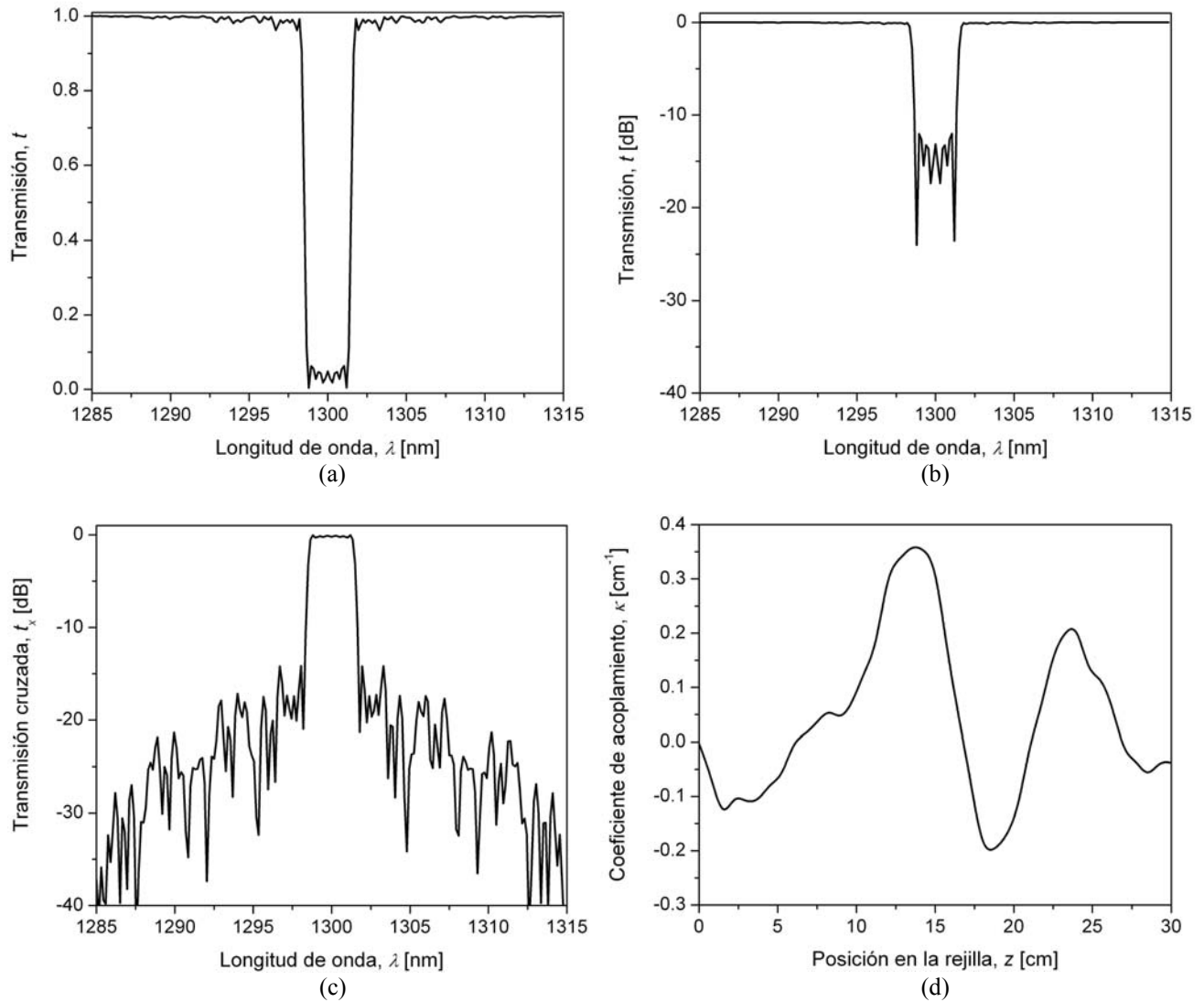


Figura 4.18 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1300$ nm y banda de rechazo de 3 nm. (a) Transmisión $t(\lambda)$; (b) Transmisión en decibeles $t(\lambda)$; (c) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

El segundo es el caso del filtro con longitud de onda central $\lambda_c = 1550$ nm, ancho de la banda de rechazo de 20 nm y un total de puntos del espectro de transmisión de $N = 200$. También los parámetros fijos de la rejilla y de la fibra se establecieron a los mismos valores empleados en la Sección 4.3.1 (para este caso). El rango del coeficiente de acoplamiento también tuvo que disminuirse para evitar la convergencia del algoritmo a un mínimo local de la función de energía. En este caso los valores mínimo y máximo del coeficiente de acoplamiento se establecieron a $\kappa_{\min} = -0.3 \text{ cm}^{-1}$ y $\kappa_{\max} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ respectivamente. Y el número de valores que se toman de este rango se fijó a $K = 16$.

Ahora se ilustran los resultados de la síntesis en la Figura 4.19, después de $N_i = 16$ iteraciones del algoritmo. El espectro de transmisión normalizado $t(\lambda)$ se presenta en la Figura 4.19(a), el espectro de transmisión en decibeles $t(\lambda)$ en la Figura 4.19(b), el espectro de transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$ en la Figura 4.19(c) y el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ en la Figura

4.19(d). Al comparar los resultados de la Figura 4.19 con los que se muestran en la Figura 4.14, producidos por el AG, se observa que los dos algoritmos tienen eficiencia similar también en este caso.

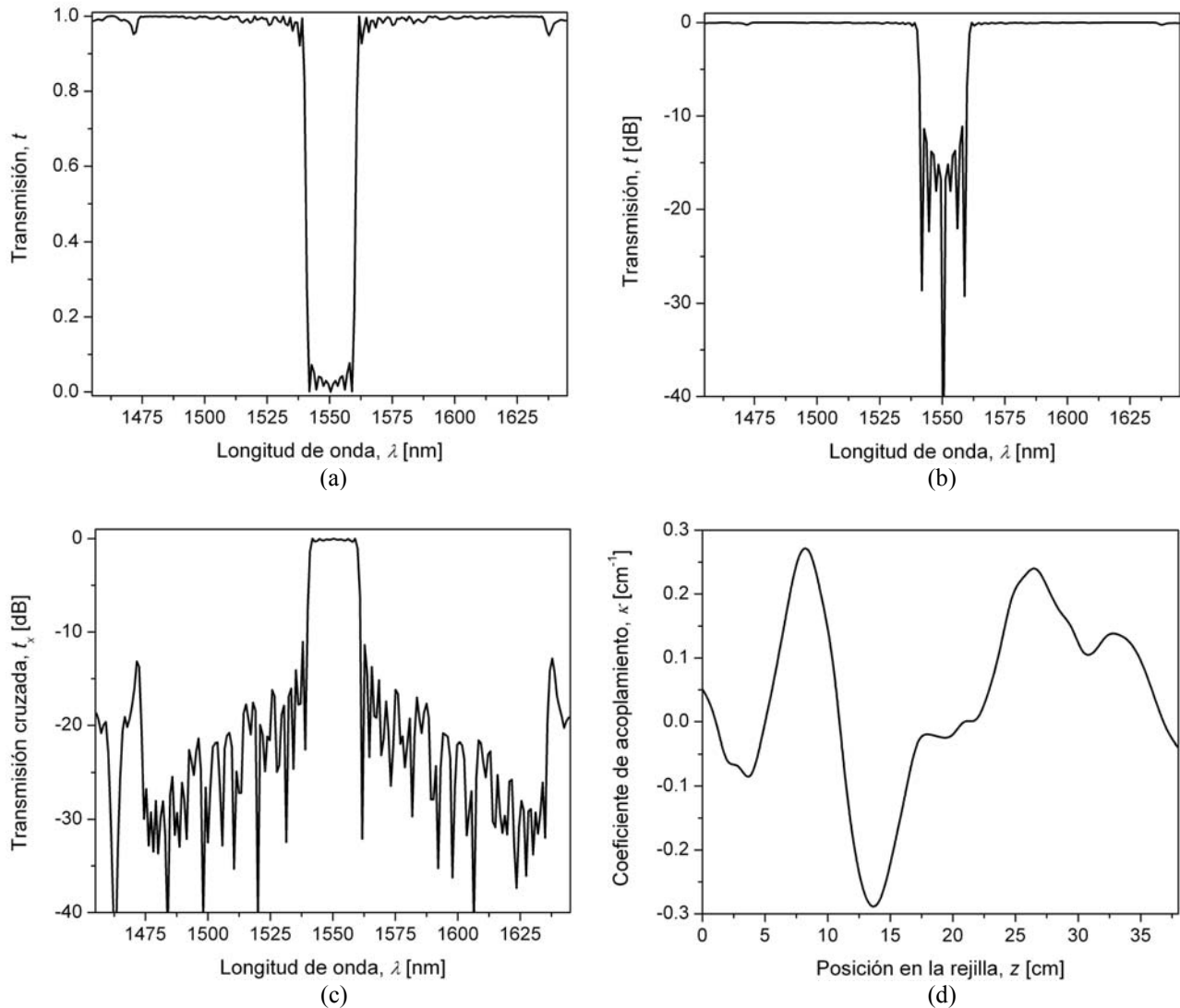


Figura 4.19 Rejilla sintetizada con $\lambda_c = 1550$ nm y banda de rechazo de 20 nm. (a) Transmisión $t(\lambda)$; (b) Transmisión en decibeles $t(\lambda)$; (c) Transmisión cruzada en decibeles $t_x(\lambda)$; (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$.

Los resultados de síntesis mostrados en las Figuras 4.12, 4.14, 4.18 y 4.19 muestran que en ambos casos, las rejillas sintetizadas tienen espectros de transmisión con forma cercana a la rectangular, la atenuación mínima dentro de la banda de rechazo es prácticamente del mismo nivel (alrededor de -15 dB), mientras que la atenuación fuera de la banda de rechazo es mínima, (muy cercana a 0 dB).

Sin embargo existen algunas diferencias importantes. El rango del coeficiente de acoplamiento debe ser definido con mayor precisión para el algoritmo SA que para el AG, de lo contrario, el primero requerirá un tiempo de cómputo muy largo para lograr la convergencia al mínimo global de la función de energía, o no logrará dicha convergencia. Por este motivo se redujo dicho rango al que previamente se había obtenido por medio del AG. Por otro lado, aunque se ha mencionado que el algoritmo SA es más rápido que el AG, en este caso resultó lo contrario. La rapidez del algoritmo

SA estriba en que el número de parámetros de la solución potencial es reducido. Sin embargo, para sintetizar una rejilla no uniforme, dividida en M secciones, el coeficiente de acoplamiento de cada una de estas secciones es un parámetro de dicha solución. Por lo tanto, en nuestro caso tenemos un total de 40 parámetros. Este número de secciones no se puede reducir arbitrariamente porque se degradaría el espectro de transmisión, y el perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ tendería a variar más rápidamente en función de la posición de la rejilla. El tiempo requerido para realizar la síntesis con el AG, procesando un número total de generaciones de $N_g = 30$, fue de 15 minutos en un computador con procesador Pentium IV, a una frecuencia de reloj de 2.26 GHz y 768 MBytes de memoria RAM. Mientras que el tiempo de cómputo necesario para la síntesis con el algoritmo SA, procesando un número total de iteraciones de $N_i = 16$, fue de 25 minutos empleando el mismo equipo de cómputo. Es decir, el tiempo de síntesis del algoritmo SA es más de 60 % mayor que el tiempo de síntesis del AG en este caso.

4.5 Conclusiones

Para realizar un análisis más general del comportamiento de las rejillas de período largo en fibra óptica es indispensable incluir los coeficientes de auto-acoplamiento, tanto del modo del núcleo como de los modos de la cubierta, en las ecuaciones diferenciales de acoplamiento. Así es posible modelar el comportamiento de los modos de la cubierta cuando éstos sufren pérdidas, las cuales pueden deberse a las propiedades del material de la cubierta o a la influencia del medio externo. Además, en la modelación de rejillas no uniformes se puede emplear el enfoque de la matriz F, en cuyo caso se deben resolver las ecuaciones de acoplamiento considerando coeficientes de auto-acoplamiento distintos. Asimismo, el cálculo del índice efectivo de los modos de la cubierta y del coeficiente de acoplamiento cruzado es más preciso si se utiliza el modelo de tres capas, pues el efecto del núcleo en estos modos no es despreciable. Por esta razón los resultados obtenidos con el modelo de dos capas provocan discrepancias en el cálculo del espectro de transmisión de las rejillas de período largo con respecto a los resultados experimentales.

El análisis riguroso de rejillas de período largo no uniformes cuando el índice de refracción del medio externo es mayor que el de la cubierta, es decir, en el régimen de guía de onda hueca, es complicado en cierto grado, porque es necesario determinar constantes de propagación complejas de los modos de la cubierta. Sin embargo, al emplear una aproximación sencilla para el cálculo de las constantes de propagación complejas, se evita la resolución de la ecuación de valor propio con argumentos complejos, y de esta manera se reduce el esfuerzo y el tiempo necesarios para dicho cálculo.

El nuevo modelo matemático para rejillas de período largo no uniformes, presentado en este capítulo, tiene la capacidad de tomar en cuenta de manera simultánea el efecto de algunas secciones de la rejilla con índice de refracción menor y otras con índice de refracción mayor que aquél del medio externo. Esta situación se puede presentar, por ejemplo, cuando la rejilla opera como sensor de nivel de líquidos o de índice de refracción, y también cuando la rejilla se utiliza como un filtro óptico sintonizable que es controlado por el índice del medio externo.

Por otra parte, el método de síntesis propuesto aquí está basado en un algoritmo genético, el cual fue especialmente diseñado para su aplicación en la solución del problema inverso en rejillas de período largo. La estructura de sus operadores genéticos, encontrada y descrita anteriormente, permitió disminuir considerablemente el tiempo de cómputo en el proceso de síntesis de las rejillas, así como lograr una alta eficiencia. Esto se puede corroborar con los resultados de síntesis

presentados, en estos casos el AG entregó soluciones satisfactorias al ser expuesto a condiciones complicadas.

Este método de síntesis tiene la ventaja de ser matemáticamente simple, porque sólo es necesario elegir una técnica estándar para la solución directa de las ecuaciones de acoplamiento, a diferencia de otros métodos (como el algoritmo de pelado de capas), en los cuales es indispensable la solución matemática del problema inverso, que generalmente resulta complicada. Además, no requiere consideraciones de causalidad en la definición del espectro deseado, otorgando libertad para especificar espectros deseados ideales (por ejemplo rectangulares) sin que pierda estabilidad. En este caso el algoritmo entrega el perfil del coeficiente de acoplamiento de la rejilla que proporciona un espectro realizable, pero que se aproxime lo más posible al espectro ideal. Otra ventaja importante del AG es su versatilidad, puesto que no sólo es aplicable en la síntesis de rejillas considerando sus propiedades de filtrado óptico, sino también en la resolución de otro tipo de problemas, tales como la síntesis de sensores refractométricos o de nivel de líquidos. Además, el AG tiene un mejor desempeño que el algoritmo SA cuando se sintetizan rejillas de período largo no uniformes divididas en un número grande de secciones.

CAPÍTULO 5

DISEÑO DE DISPOSITIVOS BASADOS EN REJILLAS EN FIBRA ÓPTICA

El método de síntesis basado en el algoritmo genético no sólo puede ser aplicado en la síntesis de rejillas de período largo que funcionen como filtros ópticos, también se puede adaptar para el diseño de otros tipos de dispositivos, porque el algoritmo genético es más versátil que los demás métodos de síntesis. En esta manera, conociendo las características y el principio de operación de los dispositivos basados en rejillas en fibra óptica, tenemos la posibilidad de diseñar dispositivos de este tipo con ciertas características deseadas, aprovechando las técnicas de síntesis mejoradas o desarrolladas.

Las rejillas de período largo muestran mayor sensibilidad con respecto a los cambios de temperatura, tensión inducida e índice de refracción externo, que sus contrapartes las rejillas de Bragg; además se han empleado algunas técnicas para incrementar aún más esta sensibilidad. En particular, el cambio en el índice de refracción del medio externo causa cambios en el espectro de transmisión de las rejillas de período largo; esta respuesta depende de una combinación de los parámetros de la rejilla y ha sido determinada teórica y experimentalmente.

Los sensores ópticos de índice de refracción han ganado terreno sobre otro tipo de sensores. Por ejemplo, los sensores eléctricos de nivel de líquidos no pueden ser empleados cuando el líquido en cuestión es conductor o existe alguna posibilidad de explosión. Sin embargo, los sensores en fibra óptica sí pueden utilizarse en estos casos, ya que siendo la fibra óptica un dieléctrico, no conduce la electricidad, además la luz está confinada dentro de la fibra, lo que reduce sustancialmente la probabilidad de que se produzca alguna inflamación o explosión en el ambiente. En este capítulo presentamos diferentes diseños de dispositivos basados en rejillas de período largo no uniformes en fibra óptica, estos diseños logran mejorar algunas de las características de la respuesta de los dispositivos.

5.1 Metodología de diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo

En la ingeniería, y en particular en la ingeniería de telecomunicaciones e instrumentación, es deseable contar con una metodología de diseño de dispositivos. En específico, una metodología para el diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo en fibra óptica sirve para facilitar esta tarea y realizarla de manera ordenada y eficiente. Aquí proponemos una metodología sencilla para este propósito, la cual consiste en lo siguiente:

1. Determinar las características de diseño del dispositivo de interés.
2. Definir la respuesta esperada del dispositivo de acuerdo con las necesidades de su aplicación.
3. Encontrar o proponer una estructura correspondiente del dispositivo basada en una o más rejillas.
4. Realizar la síntesis de la o las rejillas empleadas en el dispositivo, utilizando el algoritmo genético desarrollado.
5. Determinar la respuesta del dispositivo por medio de un método de análisis.
6. Evaluar la efectividad del diseño comparando la respuesta del dispositivo diseñado con la respuesta esperada.

Como se mencionó en el Capítulo 2, existe una variedad de dispositivos basados en rejillas de período largo en fibra óptica. Aquí hemos seleccionado tres dispositivos particulares. El primero de ellos es un sensor refractométrico, cuya principal característica es la respuesta al índice externo de la longitud de onda de resonancia de una banda de atenuación particular. El segundo dispositivo es un medidor de nivel de líquidos, su característica importante es el cambio de la longitud de onda de resonancia de cierta banda de atenuación, debido al cambio en el nivel de un líquido con índice de refracción mayor que el de la cubierta de la fibra, así que se permite un rango mayor del índice externo que el de los dispositivos actuales. Y el último es un equalizador de ganancia para un amplificador de fibra dopada con erbio, el cual proporciona un espectro de transmisión con una característica inversa al espectro de ganancia del amplificador.

5.2 Diseño de sensores refractométricos basados en rejillas de período largo en fibra óptica

El espectro de transmisión $t(\lambda)$ de una rejilla de período largo en fibra óptica presenta alta sensibilidad a los cambios en el índice de refracción del medio externo n_3 . Por lo tanto las rejillas de período largo se pueden usar como sensores refractométricos. El corrimiento de las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de las bandas de atenuación, debido al cambio en el índice externo n_3 , se ha investigado tanto experimental como teóricamente [1-4]. Una banda de atenuación particular, correspondiente al modo de la cubierta de orden i , puede seleccionarse por medio de filtros ópticos y usarse como la salida del sensor en un dispositivo práctico. Al corrimiento de la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de la i -ésima banda de atenuación en función del índice de refracción externo se le conoce como respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ o simplemente respuesta. Sin embargo, la respuesta al índice es no lineal, y la no-linealidad es mayor en el rango de n_3 donde el sensor tiene la más alta sensibilidad [2,3]. Esto es una desventaja importante de tal sensor, porque una respuesta al índice no lineal incrementa la complejidad y costo del procesamiento de la señal.

5.2.1 Características importantes de los sensores refractométricos

Las longitudes de onda de resonancia de las bandas de atenuación de una rejilla de período largo uniforme, debidas al acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo HE_{11} y los modos de la cubierta de distinto orden HE_{1i} , están dadas por la Ecuación (4.7). Ya que el índice efectivo del modo de la cubierta $n_{cl,i}$ depende del índice externo n_3 , el espectro de transmisión $t(\lambda)$ y, por lo tanto, las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ son sensibles a los cambios de n_3 . La respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ y el espectro de transmisión $t(\lambda)$ son las dos características que se deben considerar en el diseño de sensores refractométricos basados en rejillas de período largo. En la Ecuación (4.7) se puede ver que el grado de corrimiento en la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ depende de los siguientes factores: 1. El orden i del modo de la cubierta HE_{1i} que se acopla con el modo fundamental del núcleo HE_{11} . 2. La diferencia entre los índices efectivos del modo fundamental del núcleo HE_{11} y del modo de la cubierta HE_{1i} . 3. El período de la rejilla Λ .

Para ejemplificar el diseño de sensores refractométricos se considera una fibra óptica con radio del núcleo $a_1 = 3.8 \mu\text{m}$, radio de la cubierta $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$, índice del núcleo $n_1 = 1.455$ e índice de la cubierta $n_2 = 1.450$. Las características de una rejilla uniforme de longitud $L = 5.0 \text{ cm}$, coeficiente de acoplamiento $\kappa = 0.35 \text{ cm}^{-1}$ y período $\Lambda = 301.4 \mu\text{m}$, para la banda de atenuación correspondiente al modo de la cubierta de octavo orden se presentan en la Figura 5.1. El período de

la rejilla y el orden del modo de la cubierta se eligieron así porque esta combinación proporciona alta sensibilidad a la variación n_3 . En la Figura 5.1(a) se muestra el espectro de transmisión $t(\lambda)$ para algunos valores del índice externo n_3 y en la Figura 5.1(b) se presenta la respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$.

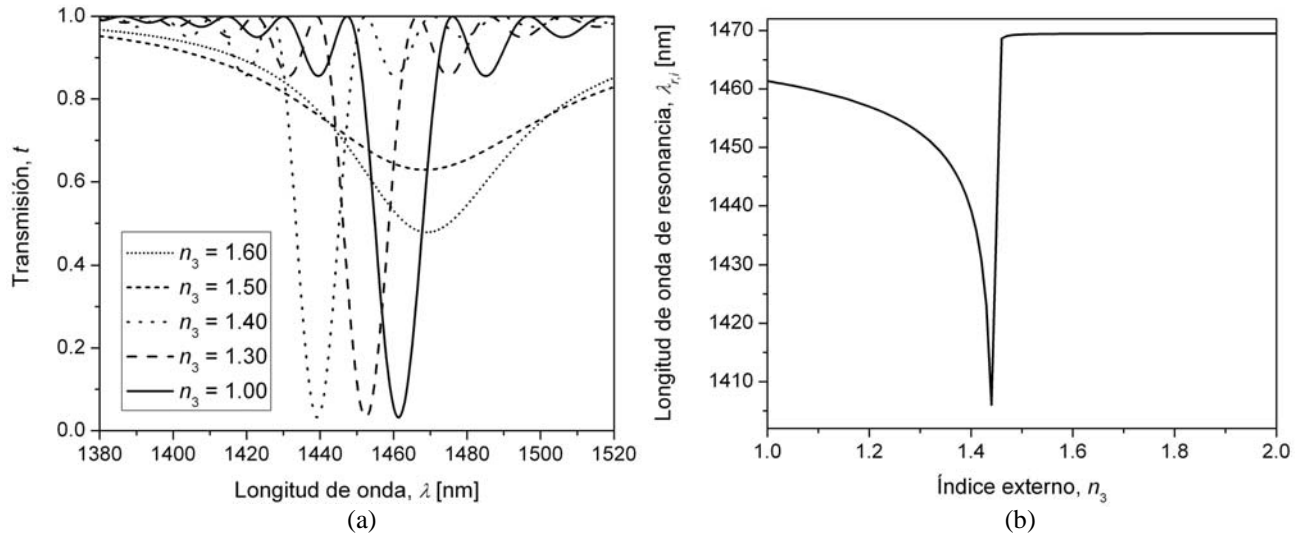


Figura 5.1 Características típicas de una rejilla de período largo uniforme. (a) Espectro de transmisión $t(\lambda)$ para algunos valores del índice externo n_3 ; (b) Respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$.

Se aprecia en la Figura 5.1(a) que la banda de atenuación se desplaza a longitudes de onda menores a medida que el índice externo aumenta desde $n_3 = 1.0$ hasta $n_3 < n_2$, sin que haya un cambio significativo en la atenuación sufrida por el modo del núcleo. El hecho de que no haya cambios relevantes en la atenuación es importante porque la medición precisa de la longitud de onda de resonancia depende de la magnitud del descenso en el espectro de transmisión. Pero cuando el índice externo n_3 es mayor al de la cubierta n_2 , la banda de atenuación sufre un desplazamiento a longitudes de onda mayores que cuando $n_3 = 1.0$, el ancho de la banda de atenuación aumenta considerablemente y su atenuación disminuye. La Figura 5.1(b) confirma el comportamiento de la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$. También se puede observar que $\lambda_{r,i}$ tiene sensibilidad y no-linealidad mucho mayores para valores del índice externo cuando $n_3 < n_2$ que en el caso contrario.

5.2.2 Problemas actuales en el diseño de sensores refractométricos

Las rejillas de período largo hasta ahora han sido usadas como sensores refractométricos sólo en el rango del índice externo n_3 menor al índice de la cubierta de la fibra n_2 . Sin embargo, la no-linealidad de la respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ en este rango representa una desventaja importante de este tipo de sensores, ya que los dispositivos empleados en la detección y el despliegue de la información, es decir en el procesamiento de la señal de salida del sensor, se vuelven más complejos y costosos en este caso. Por esta razón es deseable que la rejilla tenga una respuesta al índice con forma lineal.

Para el diseño de sensores refractométricos basados en rejillas de período largo, proponemos un método teórico que produce una respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ lineal en cierto rango del índice de refracción externo n_3 . Para lograr una respuesta lineal la rejilla debe tener las siguientes características: 1. Variación longitudinal de los índices de refracción del núcleo n_1 y de la cubierta n_2 . 2. Traslapo parcial del índice de la cubierta n_2 y el rango deseado del índice externo n_3 , de tal

forma que algunas secciones de la rejilla tengan índice de la cubierta menor y otras tengan índice de la cubierta mayor que el índice externo. 3. Un perfil particular del período de la rejilla como función del eje longitudinal de la rejilla $\Lambda(z)$ [5].

Además, el método de diseño tiene los siguientes aspectos distintivos: 1. Uso de un algoritmo genético (AG), adaptado para la síntesis de la rejilla. La síntesis consiste en encontrar el perfil del período $\Lambda(z)$ apropiado, de tal manera que la rejilla produzca una respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ lineal. 2. Expresar la respuesta al índice de la rejilla $\lambda_{r,i}(n_3)$ en términos de su desintonización promedio $\bar{\delta}$ (ver Sección 5.2.4). Esta medida contribuye a un rápido proceso de síntesis. 3. Después de realizada la síntesis, la rejilla de período largo es analizada numéricamente para verificar si su respuesta es suficientemente lineal. Esta etapa es necesaria porque el método de síntesis es aproximado [6].

5.2.3 Estructura propuesta de los sensores refractométricos

De acuerdo con la Ecuación (4.7), la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ puede ser modificada si hay un cambio en la diferencia de índices efectivos $\Delta n_e = n_{co} - n_{cl,i}$ o en el período Λ . Esto sugiere que cierta variación del índice de la cubierta n_2 y el período Λ , a lo largo de la rejilla, puede modificar la respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ en un intervalo específico del índice externo n_3 , especialmente si la rejilla tiene regiones donde n_2 es menor que algunos valores de n_3 dentro del intervalo [5].

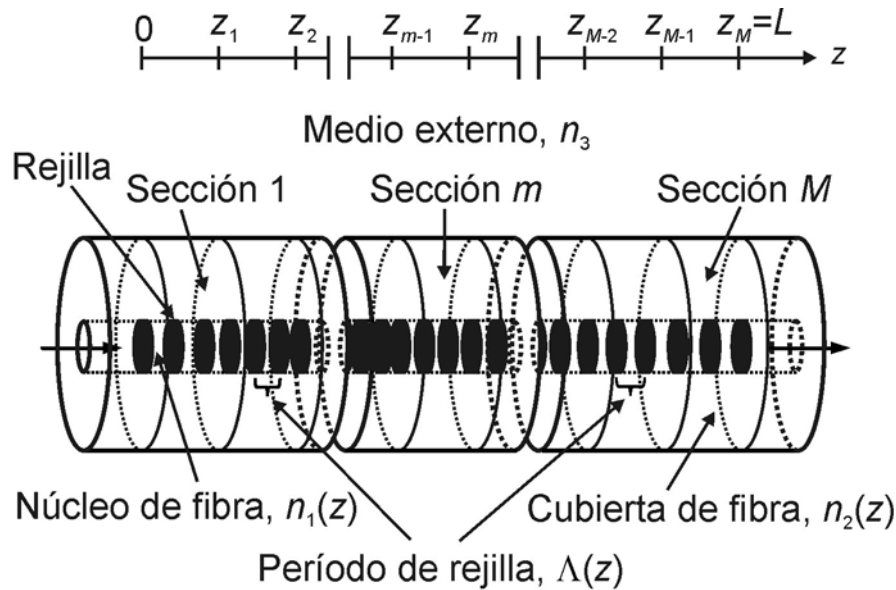


Figura 5.2 Diagrama esquemático de la rejilla de período largo no uniforme propuesta para obtener una respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ lineal.

Para linealizar la respuesta al índice se propone una rejilla de período largo no uniforme como la que se muestra en la Figura 5.2. La rejilla se divide en M secciones que se consideran uniformes y tiene un perfil del período $\Lambda(z)$ particular. Además, esta rejilla se fabrica en una fibra óptica cuyos índices de refracción del núcleo $n_1(z)$ y de la cubierta $n_2(z)$ varían linealmente a lo largo de la longitud de la rejilla, de tal forma que el rango del índice externo se traslapa con el rango del índice de la cubierta, tal como se muestra en la Figura 5.3.

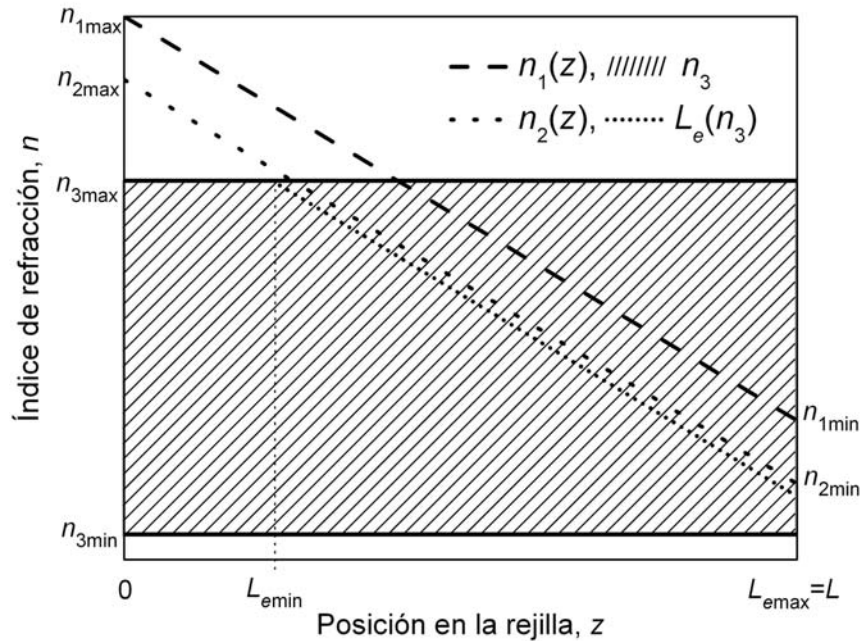


Figura 5.3 Perfil del índice de refracción del núcleo $n_1(z)$ (línea discontinua) y de la cubierta $n_2(z)$ (línea punteada) a lo largo del eje longitudinal de la fibra z . El rango del índice externo n_3 que se puede medir es la zona con líneas paralelas inclinadas. La longitud efectiva de la rejilla $L_e(n_3)$ se muestra con línea punteada corta.

Cuando se tiene una variación lineal de los índices de refracción del núcleo $n_1(z)$ y de la cubierta $n_2(z)$ a lo largo de la fibra óptica, y el índice de la cubierta de algunas secciones de la rejilla es menor que el índice externo n_3 , estas secciones se comportan como una guía de onda hueca. La longitud de la rejilla restante, que opera como una fibra de índice de escalón (la longitud efectiva de la rejilla L_e), se reduce con un incremento de n_3 arriba del índice local de la cubierta $n_2(z)$. Esto produce un cambio en el espectro de transmisión $t(\lambda)$ y la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de la rejilla. El problema restante es encontrar un perfil particular del período de la rejilla $\Lambda(z)$ que junto con el perfil de los índices del núcleo y de la cubierta produzcan la respuesta al índice lineal de la rejilla que se desea. Aquí se propone un método de síntesis basado en un AG, cuyo objetivo es encontrar el perfil del período de la rejilla $\Lambda(z)$ que proporcione una respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ lo más lineal posible.

5.2.4 Síntesis de rejillas de período largo con respuesta lineal al índice de refracción externo

a) Determinación de los parámetros básicos de la rejilla

Antes de llevar a cabo la síntesis es necesario definir algunos parámetros de la rejilla. La longitud de la rejilla L y el coeficiente de acoplamiento κ deben ser definidos de tal manera que produzcan la mínima transmisión $t(\lambda_{r,i})$ deseada, porque esta mínima transmisión depende del producto κL . Para mejorar la precisión de la medición de la longitud de onda de resonancia es recomendable usar rejillas con un producto κL óptimo, el cual produce un intercambio de potencia completo entre los dos modos y el ancho de banda del espectro de transmisión más pequeño. Para rejillas de período largo uniformes el producto óptimo se obtiene a partir de la Ecuación (3.96) y su valor es $\kappa L = \pi/2$. Sin embargo, para rejillas de período largo no uniformes (de período variable) el

producto óptimo es $\kappa L > \pi/2$ y aumenta con un incremento del ancho de banda del espectro de transmisión.

También es recomendable seleccionar el orden del modo i y el período de la rejilla Λ los cuales resulten en una alta sensibilidad de la rejilla al índice externo n_3 , como se explica en [2,3]. Además se debe definir la respuesta al índice deseada y el rango de los parámetros de la solución. El rango de n_3 , dentro del cual se puede lograr una respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ lineal, depende del gradiente longitudinal de los índices del núcleo n_1 y de la cubierta n_2 . En consecuencia, es necesario encontrar el rango de estos índices de refracción. A continuación se presenta la descripción de la metodología para determinar estos parámetros de la rejilla.

Rango de los índices de refracción del núcleo y de la cubierta

La técnica de depósito axial de vapor puede usarse para la fabricación de fibras ópticas con el gradiente lineal de los índices del núcleo n_1 y de la cubierta n_2 [7], necesario para la linealización de la respuesta de la rejilla. La técnica consiste en la fabricación de una preforma con variación lineal del índice de refracción a lo largo del eje longitudinal, la fibra es extraída con un cambio continuo del índice del núcleo y de la cubierta de alrededor de 2% en una longitud de unas decenas de centímetros. La técnica de implantación de iones puede ser usada para el mismo propósito [8,9]. Los iones son implantados en una oblea que se corta de la preforma de sílice. Después de los procesos de implantación y templado, la oblea se une nuevamente a la preforma original. Entonces la fibra óptica es extraída de la forma acostumbrada. Esta técnica permite producir fibras ópticas de longitud de varios centímetros y con un cambio total del índice hasta de 20% en la dirección longitudinal.

De acuerdo a la tecnología de fabricación escogida se debe definir el índice del núcleo máximo $n_{1\max}$ y mínimo $n_{1\min}$, así como el índice de la cubierta máximo $n_{2\max}$ y mínimo $n_{2\min}$. Además, el método de linealización de la respuesta al índice requiere que se mantenga constante la diferencia entre el índice del núcleo $n_1(z)$ y el índice de la cubierta $n_2(z)$ a lo largo de la rejilla.

Rango del índice de refracción externo

Si el índice externo n_3 se incrementa gradualmente, desde su límite inferior $n_{3\min}$ a un índice de refracción ligeramente menor que el índice de la cubierta mínimo $n_{2\min}$, la condición de corte se satisface al final de la rejilla, es decir donde $n_2(z) = n_{2\min}$. El índice externo que produce el corte en esta región es $n_{3c\min} = n_{2\min} - \Delta n_{c,i}$ (ver Ecuación (4.12)). La longitud efectiva de la rejilla L_e depende del índice externo n_3 , puede ser expresada como una función de n_3 y se muestra en la Figura 5.3. Así, el índice externo que produce el corte en una longitud arbitraria de la rejilla z puede encontrarse con la expresión:

$$n_{3c}(z) = n_2(z) - \Delta n_{c,i}. \quad (5.1)$$

El índice externo mínimo $n_{3\min}$ es menor que el índice de la cubierta mínimo $n_{2\min}$. Además, $n_{3\min}$ puede ser igual, o incluso ligeramente menor que el índice externo que produce el corte al final de la rejilla $n_{3c\min}$. Por otra parte, el límite superior del índice externo $n_{3\max}$ depende de la longitud efectiva mínima $L_{e\min}$. Esta longitud debe ser escogida considerando el coeficiente de acoplamiento κ tal que el producto $\kappa L_{e\min}$ entregue una mínima transmisión que pueda ser medida con cierta calidad por el instrumento empleado en la detección de la señal. Entonces el índice externo máximo es $n_{3\max} = n_2(L_{e\min}) - \Delta n_{c,i}$. De esta manera es posible expresar a la longitud efectiva de forma analítica con la siguiente ecuación:

$$L_e(n_3) = \begin{cases} L_{e\max} & \text{para } n_{3\min} \leq n_3 < n_{3c\min} \\ z(n_2) & \text{para } n_{3c\min} \leq n_3 \leq n_{3\max} \end{cases}, \quad (5.2)$$

donde $n_2 = n_3 + \Delta n_{c,i}$, obtenido de la Ecuación (5.1), y $z(n_2)$ es la función inversa de $n_2(z)$, considerando que $n_2(z)$ es la función lineal mostrada en la Figura 5.3.

Respuesta al índice deseada

El cálculo de las constantes de propagación β_{co} y $\beta_{cl,i}$ de la Ecuación (4.5) debe repetirse para todas las secciones de la rejilla, para el espectro de transmisión completo y para el rango completo del índice externo. En consecuencia, la determinación del espectro de transmisión $t(\lambda)$ y la respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ de una rejilla no uniforme requiere un tiempo de cómputo muy largo. Para reducir este tiempo de cómputo primero obtenemos, con una longitud de onda fija y para un índice externo específico, la desintonización de cada sección δ_m que opera como fibra de índice de escalón, y después calculamos la desintonización promedio como

$$\bar{\delta} = \frac{1}{M_e} \sum_{m=1}^{M_e} \delta_m, \quad (5.3)$$

donde M_e es la última sección de la rejilla que opera en régimen de fibra de índice de escalón. La desintonización promedio $\bar{\delta}$ es una aproximación de la desintonización exacta de la rejilla no uniforme. Por consiguiente, si el cambio en la desintonización promedio $\bar{\delta}$ debido al índice externo n_3 es lineal, entonces la respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ debe ser aproximadamente lineal.

Para un sensor refractométrico práctico el espectro de transmisión de la rejilla completa debe exhibir sólo un mínimo. Para asegurar un único mínimo en el espectro de transmisión de la rejilla de período largo no uniforme, con un perfil del período lineal, coeficiente de acoplamiento κ constante y longitud total L , el rango máximo de la desintonización δ_m de todas las secciones no debe exceder el doble del ancho de banda del espectro de transmisión de una rejilla de período largo uniforme con el mismo coeficiente de acoplamiento κ y longitud total L (el ancho de banda se define como la separación entre los dos primeros máximos de ambos lados del lóbulo principal). Sin embargo, el ancho de banda del espectro de transmisión de una rejilla no uniforme aumenta con un decremento en la longitud efectiva L_e . Por lo tanto, el rango máximo de la desintonización δ_m de todas las secciones puede exceder varias veces el ancho de banda del espectro de transmisión de una rejilla uniforme con un parámetro $\kappa L = \pi / 2$.

El rango de la desintonización promedio $\bar{\delta}$ puede encontrarse suponiendo una rejilla uniforme con índice del núcleo igual al índice del núcleo máximo $n_{1\max}$ e índice de la cubierta igual al índice de la cubierta máximo $n_{2\max}$. Con esta suposición, la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$, para el modo seleccionado de orden i y período Λ , está dada por la Ecuación (4.7). La desintonización promedio máxima $\bar{\delta}_{\max}$ esta dada por la Ecuación (4.5) considerando la longitud de onda de resonancia constante $\lambda_{r,i}$ e índice externo igual a su valor mínimo $n_{3\min}$. La desintonización promedio mínima $\bar{\delta}_{\min}$ puede calcularse de forma similar pero considerando un índice externo igual a su valor máximo $n_{3\max}$. Estos parámetros definen dos puntos, $P_a(n_{3\min}, \bar{\delta}_{\max})$ y

$P_b(n_{3\max}, \bar{\delta}_{\min})$, en los dos extremos de la línea recta que representa la respuesta al índice lineal deseada aproximada $\bar{\delta}_d(n_3)$.

Rango del período de la rejilla

El rango del período de la rejilla Λ se encuentra con la Ecuación (4.7) considerando la misma rejilla uniforme y longitud de onda de resonancia constante $\lambda_{r,i}$. El período mínimo Λ_{\min} corresponde al índice externo mínimo $n_{3\min}$ y el período máximo Λ_{\max} corresponde al índice externo máximo $n_{3\max}$.

b) Descripción del algoritmo genético

La estructura del AG empleado en la síntesis de rejillas de período largo con respuesta al índice lineal es muy parecida a la estructura del AG usado en la síntesis de rejillas con espectro de transmisión $t(\lambda)$ deseado (rectangular) descrito en la Sección 4.2.1 del Capítulo 4. En el presente caso las soluciones potenciales del AG son rejillas de período largo divididas en M secciones uniformes, cada una con período Λ_m . Este período es el único parámetro optimizado por el AG. Los parámetros restantes quedan constantes, a saber el coeficiente de acoplamiento $\kappa_m = \kappa$ (coeficiente de acoplamiento de la rejilla completa), la longitud de las secciones $L_m = L/M$, el cambio de fase de las secciones $\varphi_m = 0$, el índice del núcleo local $n_1(z)$ y el índice de la cubierta local $n_2(z)$. A continuación se presenta la descripción de los operadores genéticos adaptados para este problema de síntesis.

Creación de la población inicial

La creación de la población inicial se lleva a cabo generando N_s soluciones potenciales con período de las secciones Λ_m dentro del rango predefinido $\Lambda_{\min} \leq \Lambda_m \leq \Lambda_{\max}$. El perfil del período $\Lambda(z)$ de algunas soluciones potenciales puede resultar en una función de z de variación rápida. La fabricación de una rejilla de período largo con tal perfil presenta dificultades, pero la fabricación es más simple si el período de la rejilla varía lentamente en función de z . El AG puede ser diseñado para encontrar una solución que presente un perfil del período $\Lambda(z)$ de variación lenta, pero esto tomaría un tiempo de cómputo largo. Para superar este problema se ajusta $\Lambda(z)$ de cada solución a una función polinomial de grado pequeño d .

Cálculo del error de las soluciones

Aquí comienza el ciclo del AG. El cálculo del error consiste en determinar el error cuadrático medio entre la respuesta deseada y la respuesta calculada de las soluciones potenciales con la siguiente expresión:

$$E_i = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (\bar{\delta}_d - \bar{\delta}_c)^2, \quad (5.4)$$

donde E_i es el error de la solución i , $\bar{\delta}_d$ es la desintonización promedio deseada y $\bar{\delta}_c$ es la desintonización promedio calculada, para cierto valor del índice de refracción externo, y K es el número total de valores del índice externo considerados en el rango de este parámetro.

Selección y combinación

La selección y combinación se llevan a cabo de la misma forma que la descrita en la Sección 4.2.1 del Capítulo 4, pero ahora las operaciones se ejecutan en el parámetro Λ_m .

Mutación

También la mutación tiene la misma forma que la descrita en la Sección 4.2.1 del Capítulo 4, sólo que ahora el cambio se hace en el período $\Lambda_{i,m}$ de todas las secciones de la solución S_i dado por

$$\Lambda'_{i,m} = \Lambda_{i,m} + \Delta\Lambda_1 \cdot \Lambda_{i,m} - \Delta\Lambda_2 \cdot \Lambda_{i,m}, \quad (5.5)$$

donde $\Lambda'_{i,m}$ es el nuevo período de la sección m de la solución S_i , $\Delta\Lambda_1$ y $\Delta\Lambda_2$ son dos cantidades aleatorias dentro de un rango definido, el cual disminuye a la mitad cuando el error de la mejor solución de la generación actual es mayor que el error de la mejor solución de la generación anterior.

Después de la mutación el perfil del período $\Lambda(z)$ de todas las soluciones potenciales se ajusta otra vez a una función polinomial de grado d . En este punto se ha creado una nueva generación y el ciclo del AG se repite hasta que se ha procesado el número total de generaciones N_g .

c) Resultados de la síntesis de rejillas de período largo

Sintetizamos una rejilla de período largo no uniforme con el AG descrito anteriormente para obtener una respuesta al índice lineal. Los parámetros del AG para una síntesis eficiente se encontraron empíricamente por medio de la evaluación del desempeño del AG y están dados en la Tabla 5.1. Además, los parámetros de la rejilla sintetizada se determinaron empleando la metodología descrita arriba y están listados en la Tabla 5.2.

Tabla 5.1 Valores óptimos de los parámetros del algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo con respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$ lineal.

Parámetro	Valor
Tamaño de población N_s	64
Grado del polinomio d	3
Porcentaje de mejores soluciones para P_1 p_{r1}	25%
Porcentaje de mejores soluciones para P_2 p_{r2}	15%
Probabilidad de modificación de padres p_r	0.7
Parámetro de combinación a	0.75
Parámetro de combinación b	0.25
Número de hijos por pareja N_h	4
Probabilidad de mutación p_c	0.5
Rango del cambio de Λ_m $\Delta\Lambda_1$ y $\Delta\Lambda_2$	$0 \dots 0.1 \times \Lambda_m$
Número total de generaciones N_g	100

Consideramos la misma fibra óptica descrita en la Sección 5.2.1, pero con variación lineal del índice del núcleo $n_1(z)$ y del índice de la cubierta $n_2(z)$, con $n_{1\max} = 1.455$, $n_{1\min} = 1.423$, $n_{2\max} = 1.450$, $n_{2\min} = 1.418$, manteniendo constante la diferencia local de los índices $n_1(z) - n_2(z) = 0.005$. Estos parámetros delimitaron el rango del índice externo de $n_{3\min} = 1.414$ a $n_{3\max} = 1.442$. El rango de la desintonización promedio está definido por los valores $\bar{\delta}_{\min} = -1.185$

cm^{-1} y $\bar{\delta}_{\text{max}} = 0.378 \text{ cm}^{-1}$, para una longitud de onda fija de $\lambda = 1413.77 \text{ nm}$ y el modo de la cubierta de octavo orden. El rango del parámetro Λ_m va de $\Lambda_{\text{min}} = 298.5 \text{ }\mu\text{m}$ a $\Lambda_{\text{max}} = 303.5 \text{ }\mu\text{m}$. Por último, el número de secciones es $M = 17$ y el número de valores del índice externo es $K = 8$.

Tabla 5.2 Parámetros de las tres rejillas analizadas.

Parámetro	Rejilla 1	Rejilla 2	Rejilla 3
Longitud total L [cm]	5.0	5.0	5.0
Coefficiente de acoplamiento κ [cm^{-1}]	0.35	0.35	0.35
Período de la rejilla Λ [μm]	Perfil sintetizado Figura 5.4(a)	301.4	301.4
Índice del núcleo n_1	Función lineal 1.455 – 1.423	Función lineal 1.455 – 1.423	1.455
Índice de la cubierta n_2	Función lineal 1.450 – 1.418	Función lineal 1.450 – 1.418	1.450

El perfil $\Lambda(z)$ de la Rejilla 1 (sintetizada) se muestra en la Figura 5.4(a). Y la Figura 5.4(b) ilustra el espectro de transmisión $t(\lambda)$ calculado para varios valores del índice externo n_3 . Los espectros teóricos son en cierto grado asimétricos, especialmente para índices externos altos. La asimetría se explica por el efecto de las secciones de la rejilla que están influenciadas por un índice externo mayor que el índice de la cubierta local. La respuesta al índice $\lambda_{r,i}(n_3)$, obtenida por medio del análisis numérico de esta Rejilla 1, está dada en la Figura 5.5. Para hacer una comparación también proporcionamos la característica de otras dos rejillas con la misma longitud L , coeficiente de acoplamiento κ y período promedio Λ en los diagramas respectivos (los parámetros de las rejillas están presentados en la Tabla 5.2). La Rejilla 2 es no uniforme con la misma variación lineal de los índices del núcleo y de la cubierta a lo largo del eje longitudinal que la Rejilla 1. La Rejilla 3 es una rejilla uniforme común.

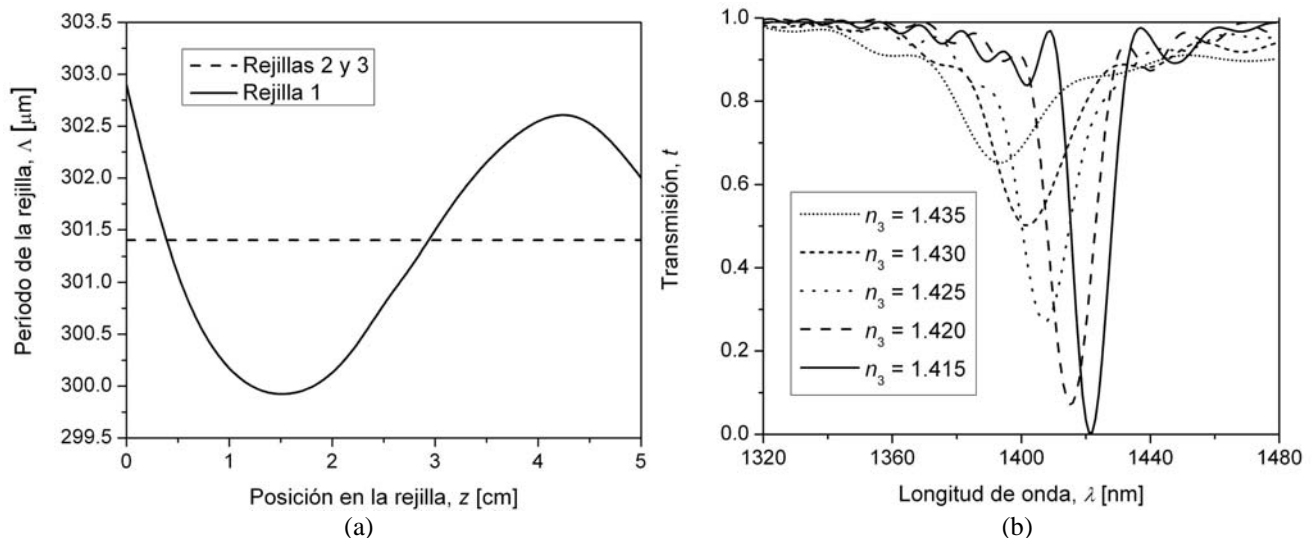


Figura 5.4 Síntesis de la rejilla. (a) Perfil del período de las tres rejillas $\Lambda(z)$; (b) Espectros de transmisión calculados de la Rejilla 1 para varios valores de n_3 .

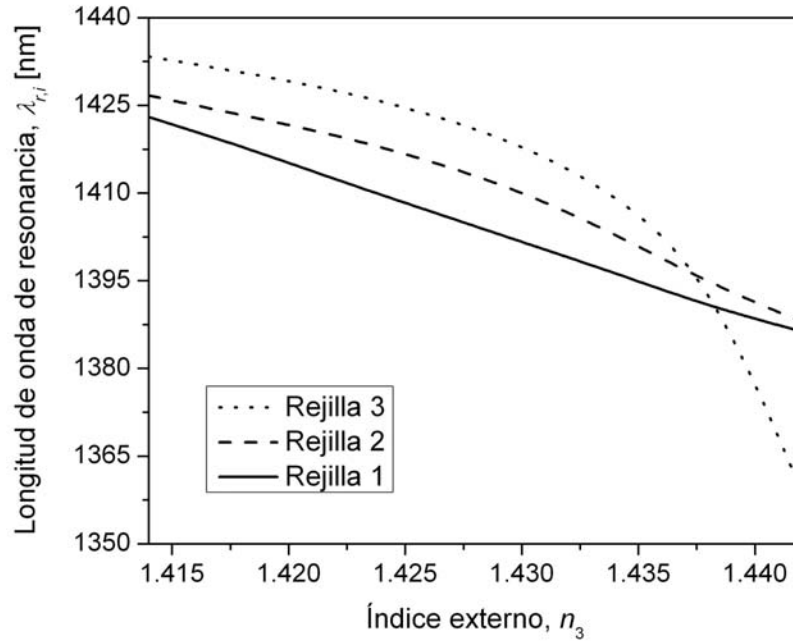


Figura 5.5 Síntesis de la rejilla. Respuesta al índice externo calculada $\lambda_{r,i}(n_3)$ de las tres rejillas.

5.2.5 Evaluación de los sensores diseñados

La no-linealidad de la respuesta al índice en términos de la desintonización promedio se calculó con

$$N_{\delta}(n_3) = \frac{\bar{\delta}_c(n_3) - \bar{\delta}_d(n_3)}{\bar{\delta}_{\max} - \bar{\delta}_{\min}} \times 100\% , \quad (5.6)$$

y la no-linealidad de la respuesta al índice en términos de la longitud de onda de resonancia se calculó con

$$N_{\lambda}(n_3) = \frac{\lambda_{r,c}(n_3) - \lambda_{r,d}(n_3)}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}} \times 100\% , \quad (5.7)$$

donde $\lambda_{r,c}(n_3)$ es la longitud de onda de resonancia calculada de la rejilla, $\lambda_{r,d}(n_3)$ es la longitud de onda de resonancia deseada de una respuesta al índice lineal ideal, y $\lambda_{\max} - \lambda_{\min}$ es el rango completo de la longitud de onda del sensor. En la Figura 5.6 se presenta la función de no-linealidad en términos de la longitud de onda $N_{\lambda}(n_3)$. La no-linealidad máxima en términos de la desintonización promedio y en términos de la longitud de onda de resonancia es del mismo orden de magnitud, o sea 3.5 y 2.4% respectivamente. Además, para las Rejillas 2 y 3 la no-linealidad máxima en términos de la longitud de onda de resonancia es de 15 y 40% respectivamente.

En la síntesis de este tipo de sensores refractométricos, bajo ciertas condiciones, despreciamos la influencia de las secciones operando en el régimen de guía de onda hueca. También aproximamos la respuesta al índice de la rejilla no uniforme, expresándola en términos de la desintonización promedio de las secciones restantes. Además hemos encontrado los parámetros óptimos del AG para su aplicación en esta clase de síntesis. Estas medidas proporcionan una reducción significativa en el tiempo necesario para la síntesis de las rejillas de período largo que operan como sensores

refractométricos con respuesta lineal.

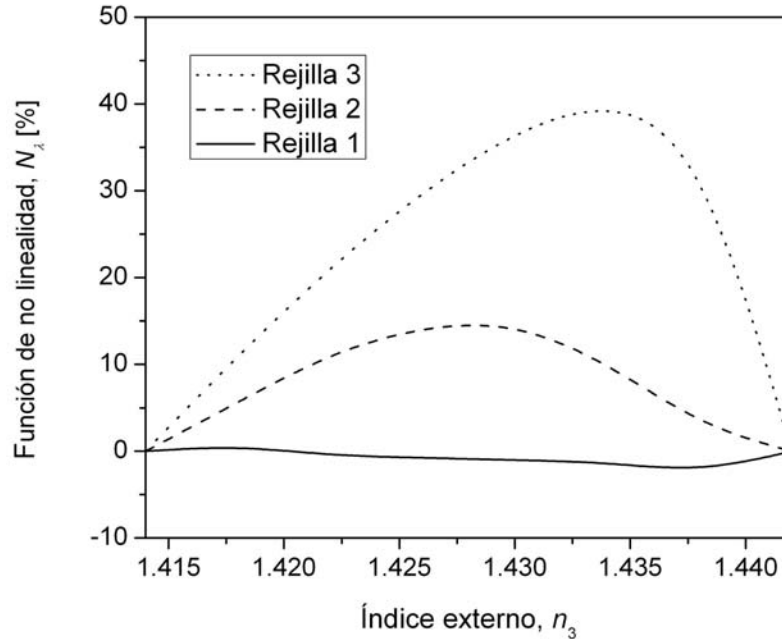


Figura 5.6 Síntesis de la rejilla. Respuesta al índice externo calculada $\lambda_{r,i}(n_3)$ de las rejillas.

Por otra parte, las aproximaciones anteriores se descartaron en el análisis de la rejilla sintetizada, el cual se llevó acabo utilizando el modelo matemático de rejillas de período largo presentado en el Capítulo 4. Esto se realizó con el objeto de verificar si las aproximaciones son válidas y si la respuesta al índice en términos de la longitud de onda de resonancia es tan lineal como la respuesta al índice en términos de la desintonización promedio.

5.3 Diseño de medidores de nivel de líquidos basados en rejillas de período largo en fibra óptica

La aplicabilidad de los sensores de índice de refracción basados en rejillas de período largo en fibra óptica se ha restringido a un intervalo reducido del índice de refracción externo n_3 , porque su sensibilidad decrece en gran medida cuando el índice externo n_3 es mayor que el de la cubierta de la fibra n_2 . Sin embargo, el comportamiento de las rejillas de período largo bajo la influencia del medio externo puede explotarse para medir el nivel de líquidos con cierto índice de refracción. A continuación se propone un nuevo medidor de nivel de líquidos que opera apropiadamente para los casos cuando el índice de refracción del líquido es mayor que el índice de refracción de la cubierta de la fibra. El medidor se simuló con el modelo propuesto para rejillas de período largo y su simulación coincide con resultados experimentales [10].

5.3.1 Características importantes de los medidores de nivel de líquidos

Un medidor de nivel de líquidos, basado en una rejilla de período largo, ha sido introducido en [11]. Su principio de operación consiste en medir el valor mínimo del espectro de transmisión de dos bandas de atenuación, éstas aparecen cuando una rejilla de período largo uniforme se sumerge parcialmente en un líquido con índice de refracción casi igual pero menor que el índice de la

cubierta. El valor mínimo de transmisión de la banda de atenuación se obtiene a partir de la Ecuación (3.96) cuando la desintonización es $\delta = 0$, es decir

$$t_{\min} = \cos^2(\kappa L), \quad (5.8)$$

donde L es la longitud total de la rejilla y κ es el coeficiente de acoplamiento de la rejilla. Si una parte de la rejilla se coloca dentro de un líquido con cierto índice de refracción y la otra parte queda en el aire, la rejilla puede ser considerada como dos rejillas en cascada, cada una con diferente banda de atenuación y, en consecuencia, diferente longitud de onda de resonancia. La longitud de la Rejilla 1 (inmersa en el líquido) y la Rejilla 2 (rodeada de aire) está dada por la altura o nivel del líquido h , así que el valor mínimo de la transmisión y el ancho de ambas bandas de atenuación dependerán del nivel del líquido. A partir de la Ecuación (5.8) se puede deducir que los valores mínimos de la transmisión de las bandas de atenuación de la Rejilla 1 y la Rejilla 2 están dados por

$$t_{1\min} = \cos^2(\kappa h), \quad (5.9)$$

$$t_{2\min} = \cos^2[\kappa(L - h)], \quad (5.10)$$

respectivamente. Las ecuaciones anteriores son válidas para el rango $0 < h < L$.

En la Figura 5.7 se presentan los espectros de transmisión calculados para un sensor de nivel de líquidos basado en la misma rejilla considerada en la Sección 5.2.1, sólo que ahora se considera un coeficiente de acoplamiento de $\kappa = 0.25 \text{ cm}^{-1}$ (la razón de la disminución de κ se enuncia en la siguiente sección). En el cálculo se tomó en cuenta el modo de la cubierta de octavo orden, se supuso que el líquido tiene un índice de refracción de $n_{liq} = 1.445$ y que su nivel h era de 0, 50 y 100% de la longitud de la rejilla.

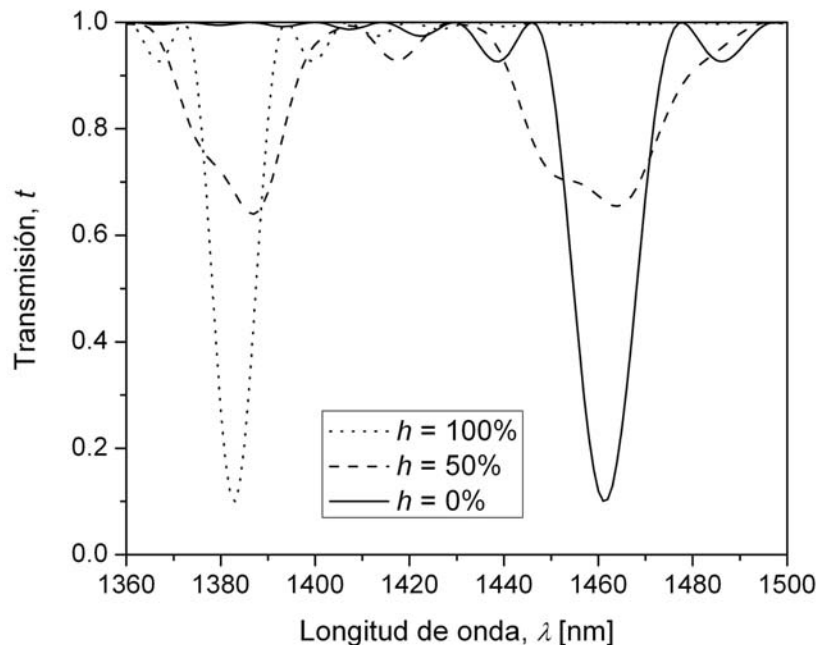


Figura 5.7 Espectros de transmisión del sensor de nivel de líquidos basado en una rejilla de período largo, para un líquido con índice $n_{liq} = 1.445$ y con niveles del líquido de $h = 0, 50$ y 100% de la longitud total de la rejilla.

Cuando la rejilla está totalmente en aire la longitud de onda de resonancia es de $\lambda_{r,i} = 1461$ nm, mientras que con la rejilla completamente sumergida en el líquido la longitud de onda de resonancia es de $\lambda_{r,i} = 1383$ nm. Se puede observar que efectivamente se dan los cambios esperados en los valores mínimos de la transmisión y el ancho de las bandas de atenuación.

5.3.2 Problemas actuales en el diseño de medidores de nivel de líquidos

La operación apropiada del anterior sensor de nivel de líquidos depende de una amplia separación de ambas bandas de atenuación, porque éstas se pueden traslapar si son lo suficientemente anchas o si una parte de la rejilla está rodeada de aire y la otra de un líquido con índice de refracción cercano al índice del aire o mayor que el de la cubierta. Además, aunque la respuesta del sensor fue la esperada, se puede apreciar que las bandas de atenuación no presentan un único valor mínimo, lo que dificulta la detección del valor mínimo de la transmisión. Esto se debe a que el espectro de transmisión de cada una de las rejillas que se forman está influenciado por el espectro de transmisión de la otra, ya que ambos contienen lóbulos laterales. Para disminuir este problema el índice de refracción del líquido debe ser menor pero muy cercano al índice de la cubierta de la fibra (sin que se satisfaga la condición de corte), pues con esto se logra la mayor separación de las bandas de atenuación. Pero también es recomendable disminuir la magnitud de los lóbulos laterales de las bandas de atenuación, esto se logra reduciendo el coeficiente de acoplamiento o, mejor aún, con apodización de la rejilla. Sin embargo, esto limita en gran medida la aplicabilidad de dicho sensor.

En contraste, aquí proponemos un medidor de nivel de líquidos basado en la variación de la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de una rejilla de período largo variable, debida al nivel de un líquido h , con índice de refracción n_{liq} mayor que aquél de la cubierta de la fibra n_2 .

5.3.3 Estructura propuesta de los medidores de nivel de líquidos

Para producir un corrimiento en la longitud de onda de resonancia en cada región de la rejilla (inmersa y no inmersa en el líquido), a medida que el nivel del líquido cambia, se puede introducir una variación del período en la rejilla completa; esto se puede verificar con la Ecuación (4.7). Aunque la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de una rejilla de período variable no se puede encontrar con esta ecuación, porque el período cambia a lo largo de la rejilla, la ecuación sugiere que, en cierto grado, $\lambda_{r,i}$ es proporcional al período promedio. Como resultado, la longitud de onda de resonancia de cada región de la rejilla debe sufrir un corrimiento si su longitud efectiva cambia. El espectro de transmisión $t(\lambda)$ y la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de esta rejilla de período largo pueden calcularse con el enfoque de la matriz F [10].

En la Figura 5.8 se presenta un diagrama esquemático de la configuración del medidor de nivel de líquidos propuesto. Se trata de una rejilla con variación lineal del período, la cual se coloca en un contenedor de líquidos, el extremo de la rejilla con período mínimo se toma como el punto de nivel $h = 0$ mm, una fuente luz de banda ancha se acopla a uno de los extremos de la fibra y un analizador de espectros ópticos se acopla al otro extremo.

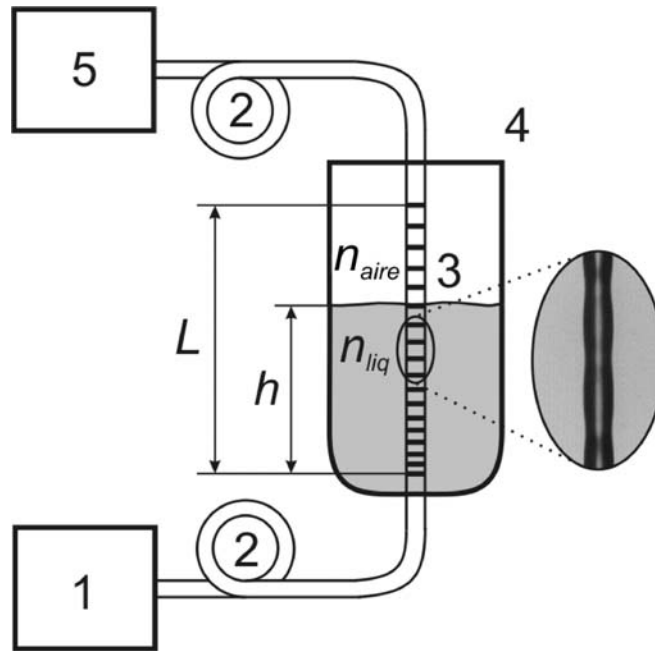


Figura 5.8 Diagrama esquemático de la configuración del medidor de nivel de líquidos. (1) Fuente óptica; (2) Fibra óptica; (3) Rejilla de período largo variable; (4) Contenedor de líquidos; (5) Analizador de espectros ópticos.

5.3.4 Simulación de medidores de nivel de líquidos

Una rejilla de período largo variable, fabricada en una fibra óptica monomodo estándar (SMF-28), se simuló para obtener la variación de la longitud de onda de resonancia de la banda de atenuación correspondiente al modo de la cubierta de cuarto orden. La fibra tiene los siguientes parámetros: radio del núcleo $a_1 = 4.0$ mm, radio promedio de la cubierta en la región de la rejilla $a_2 = 61.0$ mm, y diferencia de índices de refracción de 0.34%. Además, los parámetros de la rejilla son: longitud total $L \cong 23.6$ mm, coeficiente de acoplamiento $\kappa = 0.66$ cm⁻¹, un período que varía linealmente desde 490.8 a 491.9 μm , y la rejilla se dividió en $M = 12$ secciones.

Los espectros de transmisión de este sensor de nivel de líquidos se calcularon para diferentes valores del nivel de un líquido con un índice de refracción de $n_{liq} = 1.454$ (diferencia de índice de refracción $n_{liq} - n_2 \cong 0.009$), y están presentados en la Figura 5.9(a). Esta figura muestra que no sólo cambian el valor mínimo de transmisión y el ancho de la banda de atenuación, sino también la longitud de onda de resonancia. Por una parte, los cambios en el valor mínimo de transmisión y el ancho de la banda de atenuación, se deben principalmente a la disminución de la longitud efectiva de la región de la rejilla rodeada por aire, a medida que el nivel del líquido aumenta. En este caso, el efecto de la región de la rejilla bajo la influencia del índice del líquido n_{liq} , es mucho más débil comparado con el efecto de la otra región de la rejilla. Por otra parte, la razón por la que la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ se recorre, es el cambio en el período promedio de la región de la rejilla que permanece en aire, a medida que el nivel del líquido aumenta.

Se fabricó una rejilla de período largo con los parámetros mencionados anteriormente, usando la técnica de punto por punto y calentando la fibra óptica con un haz enfocado de un láser de CO₂, en una manera similar a la descrita y empleada en [12]. Después, la rejilla se colocó como se indica en la Figura 5.8, los espectros de transmisión se midieron con un analizador de espectros ópticos, para

la misma diferencia de índice $n_{liq} - n_2$ y los mismos valores del nivel del líquido usados en la simulación anterior. Los resultados están mostrados en la Figura 5.9(b). Se puede observar que el comportamiento del sensor de nivel práctico coincide con el comportamiento predicho por la simulación, existe un cambio en el valor mínimo de transmisión, en el ancho de la banda de atenuación y en la longitud de onda de resonancia, a medida que el nivel del líquido se incrementa.

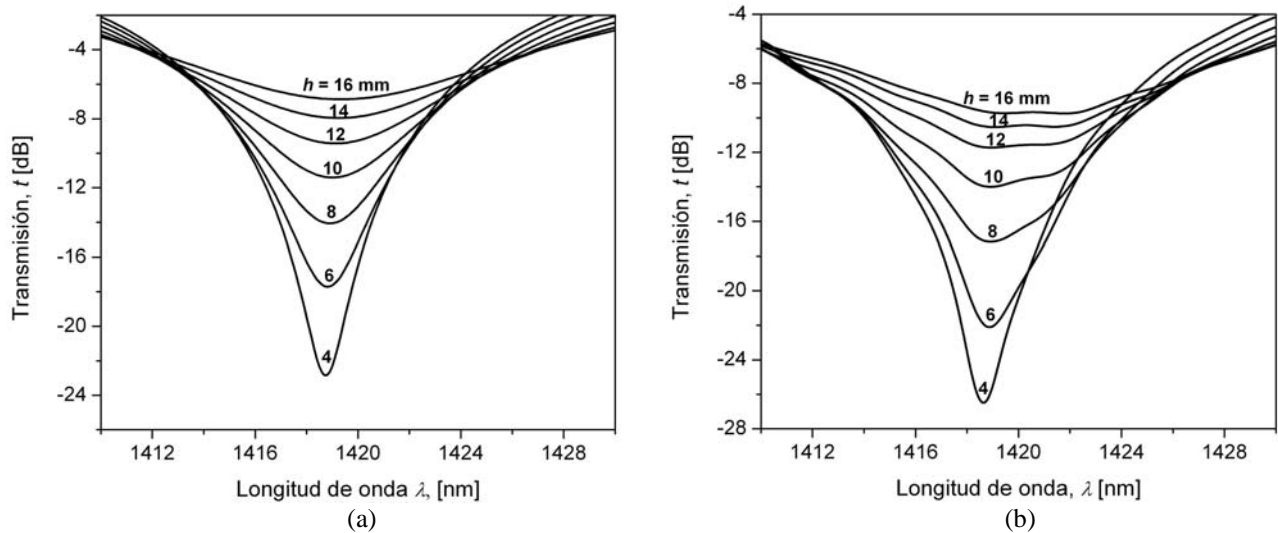


Figura 5.9 Espectros de transmisión de la rejilla de período largo variable para diferentes valores del nivel del líquido h . (a) Espectros obtenidos con la simulación; (b) Espectros medidos experimentalmente.

La variación de la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$ de este sensor de nivel de líquidos, se obtuvo a partir de la simulación y experimentalmente, y está ilustrada en la Figura 5.10 ($\lambda_{r,i}$ corresponde al valor mínimo de los espectros de transmisión). La forma de la función obtenida con la simulación $\lambda_{r,i}(h)$ coincide con los datos experimentales.

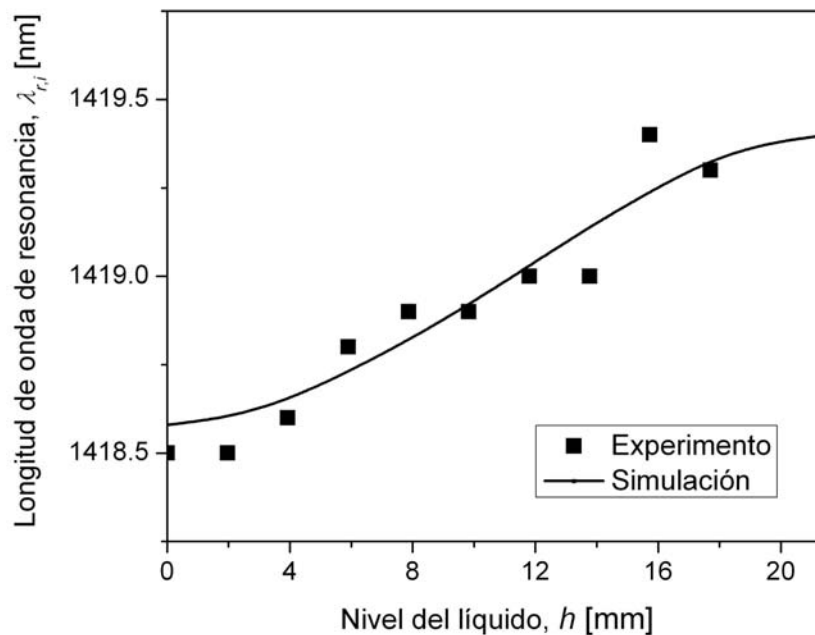


Figura 5.10 Resultados de la simulación y resultados experimentales de la variación de la longitud de onda de resonancia en función del nivel del líquido $\lambda_{r,i}(h)$.

5.3.5 Evaluación de los medidores diseñados

En la Figura 5.10 se muestran las características importantes del medidor de nivel de líquidos: Para un nivel del líquido bajo, $h \leq 4$ mm, y un nivel del líquido alto, $h \geq 16$ mm, la pendiente es pequeña, ésta se incrementa dentro del intervalo de h desde 4 a 16 mm. También se puede notar que el sensor tiene un rango razonable de linealidad, el cual va de 4 a 16 mm, y dentro de éste la pendiente tiene un valor aproximado de 0.05 nm/mm. Por otra parte, creemos que las discrepancias entre los resultados calculados y experimentales, surgen por cierta falta de precisión en el valor del coeficiente de acoplamiento κ , ya que la tecnología empleada para fabricar la rejilla no es la óptima en este momento.

Estos medidores de nivel de líquidos, basados en rejillas de período largo variable, aprovechan las propiedades de las fibras ópticas, cuando operan simultáneamente como fibras de índice de escalón y guías de onda huecas. De esta manera se superan las limitaciones de los medidores de nivel de líquidos introducidos anteriormente, que se basan en la medición de la profundidad de las dos bandas de atenuación, que aparecen cuando el líquido tiene un índice de refracción menor pero cercano al de la cubierta. Estas limitaciones no son despreciables, pues un requerimiento indispensable es que las bandas de atenuación tengan una separación considerable, lo que impone restricciones en el índice de refracción del líquido. Además, los medidores propuestos aquí permiten monitorear líquidos cuyo índice de refracción sea mayor al de la cubierta, aumentando el rango de este parámetro en la aplicación de este tipo de dispositivos.

Finalmente, la sensibilidad del medidor es directamente proporcional a la pendiente de la variación lineal del período de la rejilla. En este caso es posible aumentar la sensibilidad, pero teniendo cuidado de no aumentar demasiado la variación del período, porque esto provocaría que la rejilla presentara más de un mínimo en la banda de atenuación. Además, aunque aquí el período de la rejilla tiene una función longitudinal lineal, el rango de la linealidad del medidor se puede incrementar si se encuentra un perfil del período $\Lambda(z)$ apropiado. Para esta última tarea es posible utilizar el algoritmo genético presentado anteriormente, pero con las adaptaciones necesarias.

5.4 Diseño de ecualizadores de ganancia de EDFAs basados en rejillas de período largo en fibra óptica

El espectro de ganancia de los amplificadores de fibra dopada con erbio (erbium-doped fiber amplifiers – EDFAs, en inglés) no es constante en todo su rango de longitud de onda de operación. Un EDFA típico, diseñado para trabajar en la banda C, presenta un pico de ganancia pronunciado alrededor de una longitud de onda de 1531 nm, y puede presentar otros picos de ganancia de menor magnitud a longitudes de onda mayores. Los métodos que mayormente se han aplicado para aplanar o ecualizar el espectro de ganancia son dos. Uno consiste en adaptar las propiedades del material de las fibras dopadas con erbio, y el otro está basado en el uso de filtros diseñados para aproximar las características inversas del espectro de ganancia [13]. Las rejillas de período largo se han empleado para este propósito, ya que operan como filtros de rechazo de banda y presentan baja retro-reflexión [13,14]. Sin embargo, una rejilla de período largo uniforme produce sólo una banda de atenuación en el rango de operación del EDFA, lo que limita la disminución de las fluctuaciones del espectro de ganancia aplanado. Por lo tanto, es necesario recurrir al uso de dos o más rejillas uniformes o a rejillas no uniformes.

5.4.1 Características importantes de los ecualizadores de ganancia

Ya que las longitudes de onda de resonancia de una rejilla de período largo uniforme se calculan con la Ecuación (4.7), el periodo de la rejilla Λ puede escogerse de manera apropiada para que la longitud de onda de resonancia $\lambda_{r,i}$, debida al acoplamiento del modo del núcleo con un modo de la cubierta específico de orden i , se ajuste a un valor determinado. Por otra parte, la longitud L y el coeficiente de acoplamiento κ determinan el valor mínimo de transmisión (ver Ecuación (5.8)) y el ancho de la banda de atenuación. La transmisión cruzada t_x de una rejilla de período largo uniforme está dada por la Ecuación (3.98). Las raíces de t_x se encuentran cuando

$$\sin^2\left(\sqrt{\kappa^2 + \delta^2} L\right) = 0. \quad (5.11)$$

Para satisfacer la ecuación anterior δ debe tomar los siguientes valores:

$$\delta = \pm \sqrt{\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 - \kappa^2}, \quad (5.12)$$

donde n es un entero. Las raíces más cercanas, a ambos lados del máximo de t_x , se encuentran cuando $n = 1$ y están dadas por

$$\delta = \pm \sqrt{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \kappa^2} = \pm \frac{\pi}{L} \sqrt{1 - \left(\frac{\kappa L}{\pi}\right)^2}. \quad (5.13)$$

Por lo tanto, el ancho de banda de nulo a nulo de t_x , en función de δ , se puede calcular con

$$\Delta\delta = \frac{2\pi}{L} \sqrt{1 - \left(\frac{\kappa L}{\pi}\right)^2}. \quad (5.14)$$

De acuerdo con este análisis los distintos parámetros de la rejilla uniforme pueden seleccionarse de tal manera que el espectro de transmisión $t(\lambda)$ se aproxime lo más posible a la característica inversa de los picos de ganancia de un EDFAs.

En la Figura 5.11 se presenta un ejemplo de la ecualización del espectro de ganancia de un EDFAs, que opera en la banda C, por medio de una rejilla de período largo uniforme. El espectro de ganancia medido del amplificador $g_m(\lambda)$ está ilustrado en la Figura 5.11(a) en línea continua. La ganancia máxima dentro del pico de ganancia de este amplificador se encuentra en una longitud de onda de 1531.1 nm. Por esta razón, para la ecualización de ganancia se diseña una rejilla cuya longitud de onda de resonancia sea $\lambda_{r,i} = 1531.1$ nm, para un modo de la cubierta particular i . Si se supone que el índice efectivo del modo del núcleo es $n_{co} = 1.456$ y que el índice efectivo del modo de la cubierta es $n_{cl,i} = 1.446$, entonces el período de la rejilla debe tener un valor de $\Lambda = 153.11$ μm . Además, la banda de atenuación debe ser lo suficientemente ancha y su transmisión mínima debe tomar un valor apropiado para disminuir lo más posible el pico de ganancia. Si se propone un ancho de la banda de atenuación de $\Delta\lambda = 29.5$ nm y una transmisión mínima de $t_{\min} = -12.5$ dB, entonces el coeficiente de acoplamiento debe ser de $\kappa = 0.936$ cm^{-1} y la longitud de la rejilla de $L = 1.423$ cm. Con estos parámetros la rejilla de período largo presenta un espectro de transmisión $t(\lambda)$ como el mostrado en la Figura 5.11(a) en línea punteada.

Los espectros de ganancia medido $g_m(\lambda)$ y ecualizado $g_e(\lambda)$ (este último obtenido por la combinación del EDFA y la rejilla de período largo uniforme) se exponen en la Figura 5.11(b), en línea continua y en línea punteada respectivamente. Como se puede observar, el pico de ganancia que presenta el amplificador se disminuyó considerablemente, pero la ganancia presenta fluctuaciones de alrededor de 2.5 dB.

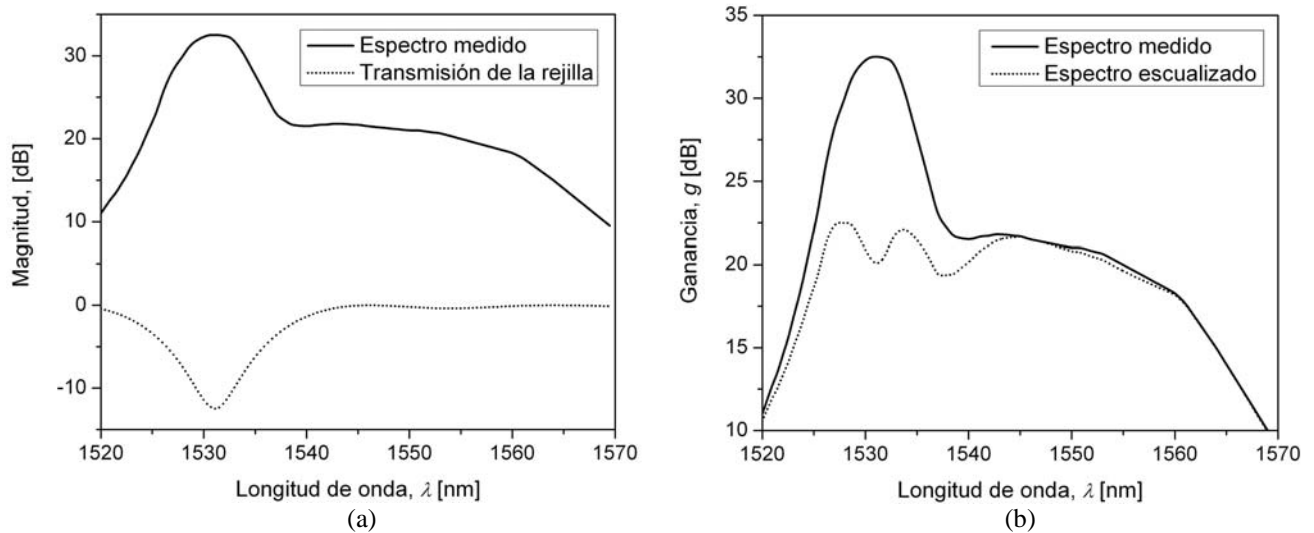


Figura 5.11 Ecualización de ganancia de un EDFA. (a) Espectro de ganancia medido $g_m(\lambda)$ (línea continua) y espectro de transmisión $t(\lambda)$ de la rejilla uniforme (línea punteada); (b) Espectro de ganancia medido $g_m(\lambda)$ (línea continua) y espectro de ganancia ecualizado $g_e(\lambda)$ (línea punteada).

5.4.2 Problemas actuales en el diseño de ecualizadores de ganancia

Es evidente que la ecualización óptima del espectro de ganancia de un EDFA no se puede lograr sólo con una rejilla de período largo uniforme. Con el objeto de disminuir las fluctuaciones en la curva de ganancia se han propuesto algunos métodos. Uno de ellos consiste en utilizar dos o más rejillas de período largo distintas en cascada, cuyos espectros se confeccionan de tal forma que al combinarlos produzcan el espectro de transmisión inverso, necesario para una ecualización de ganancia satisfactoria [14]. Con este método es posible lograr una ecualización muy buena, con fluctuaciones de ganancia menores a 0.2 dB, en una banda de 25 a 30 nm. Sin embargo, sería deseable obtener dicha ecualización con una sola rejilla, pues esto reduciría el tamaño y los costos de fabricación del dispositivo.

Otro método está basado en el uso de una rejilla de período largo con uno o varios corrimientos discretos de fase. Esto hace que el espectro de transmisión presente dos o más bandas de atenuación, cuya forma puede controlarse modificando los corrimientos de fase [13]. Empleando esta técnica es posible reducir las fluctuaciones del espectro de ganancia a valores menores que 2 dB, en una banda de 30 nm. Sin embargo, no es posible conocer a priori la forma precisa del espectro de transmisión de una rejilla a partir del número y la magnitud de los corrimientos de fase introducidos. El diseño de un ecualizador de este tipo requiere proponer el número de corrimientos de fase y su magnitud, y después simular la rejilla para comprobar que su espectro de transmisión realiza la ecualización apropiada. Si no se obtiene un resultado satisfactorio, se deben modificar los corrimientos de fase manualmente y volver a llevar a cabo la simulación de la rejilla, hasta que se obtenga la ecualización deseada.

5.4.3 Estructura propuesta de los ecualizadores de ganancia

Como se puede advertir en la Figura 5.11, el espectro de transmisión de una rejilla no uniforme, que permita una ecualización óptima del espectro de ganancia de un EDFA en una banda amplia, debe ser asimétrico. Para lograr un espectro de transmisión asimétrico es necesario introducir corrimientos de fase en la rejilla o variar el período de modulación de la rejilla en función del eje longitudinal. Aquí proponemos una rejilla de período largo no uniforme, parecida a la mostrada en la Figura 5.2, pero que opere como ecualizador de ganancia. La rejilla tiene longitud total L y período Λ constante. Además, se divide en M secciones de igual longitud $L_m = L/M$. Los parámetros que varían de una sección a otra son: el coeficiente de acoplamiento κ_m y la fase φ_m . Se espera que una variación particular de este par de parámetros proporcione un espectro de transmisión con características inversas al los picos de ganancia del EDFA.

5.4.4 Síntesis de rejillas de período largo para ecualizar la ganancia de EDFAs

a) Descripción del algoritmo genético

La estructura del AG empleado en la síntesis de rejillas de período largo para ecualizar la ganancia de EDFAs también es similar a la del AG descrito en la Sección 4.2.1 del Capítulo 4. Por esta razón sólo se presentan las particularidades de la adaptación del AG para este caso de síntesis. Las soluciones potenciales del problema son rejillas de período largo divididas en M secciones uniformes. Ahora el AG optimiza dos parámetros que son el coeficiente de acoplamiento κ_m y la fase φ_m de cada sección. La longitud $L_m = L/M$ y el período Λ_m de las secciones permanecen constantes.

Definición de la respuesta espectral deseada

La respuesta espectral o espectro de transmisión $t(\lambda)$ de la rejilla, para un modo particular de la cubierta, debe tener una característica inversa al espectro de ganancia del EDFA. A partir del espectro de ganancia medido $g_m(\lambda)$ del EDFA simple, se debe definir un espectro deseado $g_d(\lambda)$, con ganancia constante a cierto nivel dentro de una banda específica. Si la ganancia se expresa en decibeles, entonces el espectro de transmisión deseado de la rejilla $t_d(\lambda)$ se obtiene simplemente como la diferencia entre los espectros de ganancia deseado y medido, es decir, $t_d(\lambda) = g_d(\lambda) - g_m(\lambda)$. También es necesario definir el rango de los espectros de ganancia y de transmisión, es decir, una longitud de onda mínima λ_{\min} y una longitud de onda máxima λ_{\max} .

Creación de la población inicial

Se generan N_s soluciones potenciales con coeficiente de acoplamiento de las secciones dentro de un rango definido previamente $\kappa_{\min} \leq \kappa_m \leq \kappa_{\max}$, y con fase de las secciones también dentro de un rango predefinido $\varphi_{\min} \leq \varphi_m \leq \varphi_{\max}$.

Selección y combinación

La selección y la combinación también se llevan a cabo de la misma manera que la descrita en la Sección 4.2.1 del Capítulo 4, con la diferencia de que las operaciones se realizan sobre los parámetros κ_m y φ_m .

Mutación

La estructura de este operador es igual a la que se describe en la Sección 4.2.1 del Capítulo 4, pero el cambio se hace en los parámetros κ_m y φ_m . El coeficiente de acoplamiento $\kappa_{i,m}$ de todas las secciones de la solución S_i se modifica de acuerdo con

$$\kappa'_{i,m} = \kappa_{i,m} + \Delta\kappa_1 \cdot \kappa_{\max} + \Delta\kappa_2 \cdot \kappa_{\min}, \quad (5.15)$$

donde $\kappa'_{i,m}$ es el nuevo coeficiente de acoplamiento de la sección m de la solución S_i , $\Delta\kappa_1$ y $\Delta\kappa_2$ son dos cantidades aleatorias dentro de un rango definido. Mientras que la fase $\varphi_{i,m}$ de todas las secciones de la solución S_i sufre un cambio dado por

$$\varphi'_{i,m} = \varphi_{i,m} + \Delta\varphi_1 \cdot \pi - \Delta\varphi_2 \cdot \pi, \quad (5.16)$$

donde $\varphi'_{i,m}$ es la nueva fase de la sección m de la solución S_i , $\Delta\varphi_1$ y $\Delta\varphi_2$ también son dos cantidades aleatorias dentro de un rango definido.

b) Resultados de la síntesis de rejillas de período largo

Los parámetros del AG para lograr una síntesis eficiente no cambiaron con respecto a los que se presentan en la Tabla 4.5. Sin embargo, en este caso se tiene un nuevo parámetro que es el rango del cambio de fase φ_m ($\Delta\varphi_1$ y $\Delta\varphi_2$), su valor se estableció de 0 a 0.6. Asimismo, se aumentó el número total de generaciones a $N_g = 200$.

Se consideró el mismo caso de ecualización presentado en [15]. El EDFA tiene el espectro de ganancia medido $g_m(\lambda)$ que se presenta en la Figura 5.11(a) (en línea continua). Se definió el espectro de ganancia deseado $g_d(\lambda)$ con una ganancia constante de 18 dB, desde $\lambda = 1524.0$ nm y hasta $\lambda = 1560.5$ nm. Ambos espectros se presentan en la Figura 5.12(a). A partir de dichos espectros de ganancia se calculó el espectro de transmisión deseado de la rejilla $t_d(\lambda)$, el cual tiene un rango de longitud de onda de $\lambda_{\min} = 1520$ nm a $\lambda_{\max} = 1570$ nm, que se dividió en $N = 100$ puntos, y se muestra en la Figura 5.12(b) en línea continua. Nuevamente consideramos que los índices efectivos del modo del núcleo y del modo de la cubierta son $n_{co} = 1.456$ y $n_{cl,i} = 1.446$ respectivamente. Se seleccionó un período de la rejilla con valor de $\Lambda = 153.11$ μm , para que la longitud de onda de resonancia de la rejilla coincidiera con la longitud de onda de la transmisión mínima del espectro de transmisión deseado $t_d(\lambda)$. Se definió una longitud total de la rejilla de $L = 4.0$ cm, dividida en $M = 20$ secciones. Por último, el rango del coeficiente de acoplamiento se limitó de $\kappa_{\min} = -3.0$ cm^{-1} a $\kappa_{\max} = 3.0$ cm^{-1} , y el rango de la fase de $\varphi_{\min} = -\pi/2$ rad a $\varphi_{\max} = \pi/2$ rad.

El espectro de transmisión obtenido después de realizada la síntesis $t_s(\lambda)$ se muestra en la Figura 5.12(b) en línea punteada. La Figura 5.12(c) presenta el espectro de ganancia medido del EDFA $g_m(\lambda)$ en línea continua y el espectro de ganancia ecualizado $g_e(\lambda)$ en línea punteada. Finalmente, en la Figura 5.12(d) se ilustran los perfiles del coeficiente de acoplamiento en línea continua y de la fase en línea punteada, de la rejilla sintetizada.

Se puede apreciar que el espectro de transmisión de la rejilla sintetizada $t_s(\lambda)$ tiene una similitud satisfactoria con el espectro de transmisión deseado $t_d(\lambda)$. Esto es más fácil de estimar con el

espectro de ganancia ecualizado $g_e(\lambda)$. Por otra parte, el coeficiente de acoplamiento de algunas secciones es negativo, esto significa que la fase real de dichas secciones es la reportada en la Figura 5.12(d) más π rad.

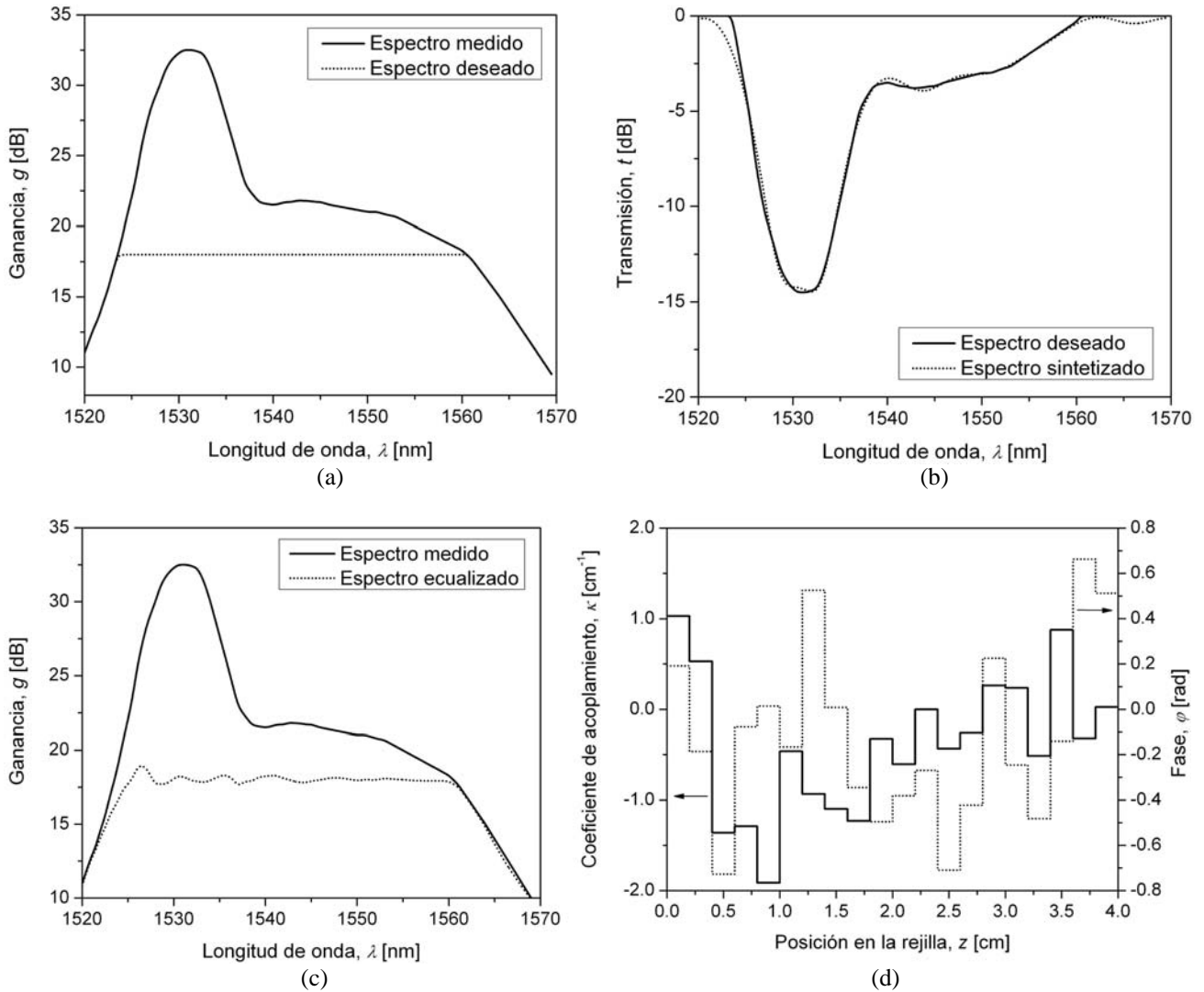


Figura 5.12 Síntesis de un ecualizador de ganancia de un EDFA. (a) Espectro de ganancia medido $g_m(\lambda)$ (línea continua) y espectro de ganancia deseado $g_d(\lambda)$ (línea punteada); (b) Espectro de transmisión deseado $t_d(\lambda)$ (línea continua) y espectro de transmisión de la rejilla sintetizada $t_s(\lambda)$ (línea punteada); (c) Espectro de ganancia medido $g_m(\lambda)$ (línea continua) y espectro de ganancia ecualizado $g_e(\lambda)$ (línea punteada); (d) Perfil del coeficiente de acoplamiento $\kappa(z)$ y perfil del corrimiento de fase $\varphi(z)$.

5.4.5 Evaluación de los ecualizadores diseñados

Un buen ecualizador de ganancia se caracteriza por producir un espectro ecualizado con fluctuaciones de ganancia mínimas en el mayor rango de longitud de onda posible. La fluctuación de ganancia del ecualizador diseñado aquí se ilustra en la Figura 5.13. En esta figura sólo se muestra la banda de longitud de onda de interés, es decir, en donde la ganancia deseada es de 18 dB. La fluctuación de ganancia es menor que ± 0.95 dB en una banda de 37 nm y menor que ± 0.30 dB en una banda de 33 nm. De acuerdo con estos valores podemos decir que el desempeño del ecualizador

de ganancia presentado es comparable con el que se reporta en [14], con la ventaja de que en el presente diseño sólo se emplea una rejilla de período largo.

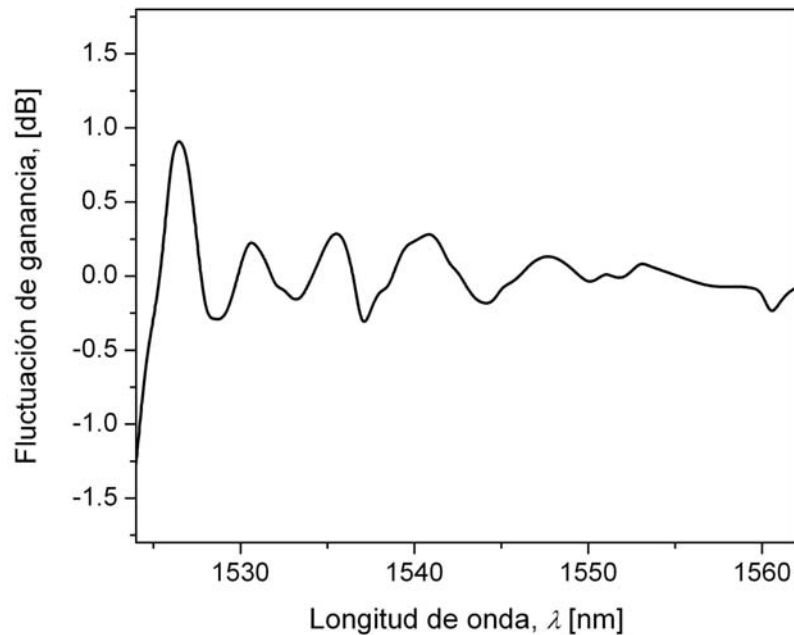


Figura 5.13 Fluctuación de ganancia del espectro ecualizado.

En el trabajo hecho por Lee y Lai se realiza la síntesis de una rejilla de período largo para ecualizar la ganancia de un EDFA, por medio de un programa evolutivo [15]. Se logra una fluctuación menor que ± 0.25 dB en una banda de 35 nm, con una rejilla cuyas características son similares a la que se sintetizó en nuestro trabajo. Sin embargo, hay una diferencia importante, el rango de variación de la magnitud del coeficiente de acoplamiento de la rejilla sintetizada en el trabajo mencionado, va de $\kappa_{\min} = 0.0 \text{ cm}^{-1}$ a $\kappa_{\max} = 23.0 \text{ cm}^{-1}$, mientras que el rango que se obtuvo con nuestro método, de esta misma magnitud del coeficiente de acoplamiento, es de $\kappa_{\min} = 0.0 \text{ cm}^{-1}$ a $\kappa_{\max} = 2.0 \text{ cm}^{-1}$, es decir, el primero es casi 12 veces mayor que el segundo. Un rango muy amplio, como el reportado en dicho trabajo, representa una desventaja substancial, porque la inducción física de la magnitud de modulación del índice del núcleo de la fibra, para obtener tal variación del coeficiente de acoplamiento, es muy problemática en la práctica con las tecnologías estándares de inscripción disponibles en la actualidad.

5.5 Conclusiones

El AG desarrollado para la síntesis de rejillas de período largo con un espectro de transmisión deseado, también se puede adaptar y emplear en la síntesis de rejillas de período largo que operan como sensores refractométricos o medidores de nivel de líquidos. En el primer caso, el AG tiene la función de encontrar el perfil del período de la rejilla no uniforme, que garantice una respuesta al índice lineal. En el otro caso, el AG también realizaría la tarea de encontrar el perfil del período de la rejilla, pero con la finalidad incrementar el rango de linealidad del sensor.

El método de diseño de sensores refractométricos propuesto, se evaluó con la no-linealidad de la respuesta al índice. La no-linealidad máxima de la rejilla sintetizada resultó en un 2.4%, mientras que la no-linealidad de la rejilla no uniforme con período constante y la rejilla uniforme común

resultó en 15 y 40% respectivamente. No obstante, las aproximaciones empleadas en la síntesis no son los únicos factores que afectan la no-linealidad de la respuesta al índice, por esta razón la no-linealidad causada por tales aproximaciones puede ser menor que nuestra no-linealidad calculada.

Al adaptarse y aplicarse el método de síntesis para diseñar ecualizadores de ganancia de EDFAs se obtuvieron resultados satisfactorios. Con una única rejilla de período largo no uniforme se lograron fluctuaciones del espectro de ganancia menores a ± 0.30 dB en rango de longitud de onda tan amplio como 33 nm. Además, el rango de variación del coeficiente de acoplamiento es tal que hace viable la fabricación práctica de las rejillas sintetizadas.

Finalmente, el campo de aplicación del método de síntesis propuesto es más amplio que el diseño de rejillas de período largo con respuesta al índice lineal o que operan como ecualizadores de ganancia. El método puede aplicarse en el diseño de distintos dispositivos basados en rejillas de período largo con un rango grande del índice de refracción externo. Este caso es común cuando la rejilla está parcial o completamente sumergida en un líquido con índice de refracción alto; por ejemplo, cuando las rejillas de período largo se usan como medidores de nivel de líquidos o como filtros ópticos sintonizables controlados por actuadores microfluídicos.

CONCLUSIONES GENERALES

Fundamentación

Se realizó un estudio de la teoría referente a las rejillas en fibra óptica, en particular a las rejillas de período largo en fibra óptica. El estudio se enfocó principalmente en los métodos de análisis y síntesis que se aplican a las rejillas en fibra óptica en la actualidad, con el objeto de elegir los métodos a emplear en el desarrollo del proyecto.

Para el análisis se escogió la teoría de modos acoplados en conjunto con el formalismo de la matriz fundamental. Las razones son las siguientes:

1. Desde el punto de vista matemático es simple, además de ser fácilmente aplicable, en comparación con otros métodos como la teoría de ondas Bloch y el análisis WKB.
2. Es un enfoque que permite realizar cálculos con suficiente precisión de la respuesta de las rejillas uniformes y no uniformes en fibra óptica.
3. El método de la matriz fundamental, en general, es más rápido y simple de implementar que la integración numérica de las ecuaciones diferenciales de acoplamiento, cuando se trata de rejillas no uniformes. Además, es preciso y más rápido que otros enfoques, como el método del índice efectivo, la extensión del método de Rouard y el método del tiempo discreto, cuando se analizan rejillas de longitud prolongada.

El método de síntesis que se eligió es el basado en un algoritmo genético, por los siguientes motivos:

1. Tiene gran versatilidad, pues permite ponderar las distintas características de la respuesta espectral de las rejillas.
2. No sólo se puede aplicar en la síntesis de rejillas que actúan como filtros ópticos simples, sino también en dispositivos con estructura más compleja y con cualquier tipo de respuesta, siempre y cuando se pueda definir la respuesta deseada y la función de error correspondiente.
3. La probabilidad de convergencia a un mínimo local de la función de error es mínima cuando se emplea el algoritmo genético, en comparación con otros programas evolutivos y el algoritmo de temple simulado.

Conclusiones

En el presente trabajo presentamos un nuevo modelo matemático para rejillas de período largo en fibra óptica no uniformes. Este modelo tiene la importante peculiaridad de considerar simultáneamente el efecto de algunas secciones de la rejilla con índice de refracción de la cubierta mayor, y otras secciones con índice de refracción menor, que el índice del medio circundante. Cuando las rejillas de período largo están rodeadas de algún medio con índice de refracción menor que el de la cubierta, en el modelo se utiliza el enfoque de tres capas para reducir errores en el análisis teórico. Para modelar secciones o rejillas en las que el índice de la cubierta es menor que el del medio externo, utilizamos una aproximación sencilla para calcular la constante de propagación de los modos de la cubierta, lo que reduce la complejidad del modelo y disminuye sustancialmente el tiempo de cómputo necesario en el análisis de rejillas en fibra óptica. Además, este modelo teórico permite determinar la longitud de onda de resonancia de las distintas bandas de atenuación

cuando la rejilla está rodeada de un medio con índice de refracción mayor que el de la cubierta, es decir, cuando la fibra está en el régimen de guía de onda hueca; ya que se considera la parte imaginaria de la constante de propagación de los modos de la cubierta, pues ésta influye considerablemente en el espectro de transmisión y en la longitud de onda de resonancia.

Debido a estas características, el modelo tiene múltiples aplicaciones potenciales. La propiedad de corte (la fibra óptica pasa del régimen de fibra de índice escalonado al régimen de guía de onda hueca cuando el índice externo sobrepasa al índice de la cubierta), se aprovechó para diseñar sensores refractométricos y medidores de nivel de líquidos. Pero esta propiedad también puede aprovecharse en el diseño de otros dispositivos. Por ejemplo sensores refractométricos de temperatura, de concentración y de compuesto químico de líquidos; también dispositivos ópticos sintonizables con actuadores microfluídicos para sistemas de comunicaciones ópticas, tales como filtros ópticos, ecualizadores de ganancia, compensadores de dispersión, etc.

Desarrollamos una nueva versión del algoritmo genético. Se trata de una nueva versión porque se encontró la estructura de los operadores genéticos de selección, combinación y mutación que permite optimizar el desempeño y la eficiencia del algoritmo, cuando es aplicado en la síntesis de rejillas de período largo no uniformes. Por primera vez se utilizó un algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo divididas en secciones. El algoritmo entregó resultados satisfactorios y presentó estabilidad al ser expuesto a condiciones críticas, como la síntesis de rejillas de período largo que funcionan como filtros ópticos con un espectro deseado de transmisión rectangular (ideal). Aunque el espectro deseado sea de tipo ideal (no causal), el algoritmo genético entrega la solución realizable en la práctica (causal) que mejor se aproxima a la ideal.

También se propuso una metodología sencilla para facilitar y realizar eficiente y ordenadamente el diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo en fibra óptica. La metodología está basada en el uso del algoritmo genético para la síntesis de rejillas de período largo. Se comprobó que el algoritmo genético puede adaptarse, con cambios mínimos en sus operadores, para realizar la síntesis de otros dispositivos basados en rejillas de período largo, tales como sensores refractométricos y filtros ecualizadores de ganancia de amplificadores de fibra dopada con erbio.

En el caso de los sensores refractométricos, propusimos una rejilla de período largo con una nueva estructura. El algoritmo genético proporcionó el perfil del período de la rejilla necesario para obtener una respuesta lineal al índice externo. El diseño se evaluó con la no-linealidad de la respuesta al índice, cuyo valor máximo resultó mucho menor que la no-linealidad máxima de una rejilla de período largo uniforme. Además, para reducir significativamente el tiempo de síntesis, utilizamos una aproximación de la respuesta de la rejilla al índice externo, expresando esta respuesta en función de la desintonización promedio de las secciones. Mientras que para el diseño de filtros ecualizadores de ganancia de amplificadores de fibra dopada con erbio, logramos encontrar el perfil de coeficiente de acoplamiento complejo (magnitud y fase) óptimo de una rejilla de período largo, para que esta rejilla presentara una característica inversa a la ganancia del amplificador. El perfil del coeficiente de acoplamiento está dentro de un rango alcanzable con las tecnologías estándares de fabricación disponibles actualmente. El espectro de ganancia ecualizado resultó con fluctuaciones mínimas en un rango de longitud de onda apropiado. Finalmente, presentamos un medidor de nivel, para líquidos con índice de refracción mayor que el de la cubierta de la fibra. El medidor, que está basado en una rejilla con una variación lineal del período, tiene la particularidad de responder con un corrimiento en la longitud de onda de resonancia al cambio de nivel del líquido. Así superamos los problemas que presentan otros medidores de líquidos basados en rejillas de período largo, como la limitación en el rango del índice de refracción de los líquidos.

Trabajo posterior

Mejoramiento del modelo para rejillas de período largo:

1. En esta tesis los coeficientes de acoplamiento cruzado se calculan utilizando el modelo de tres capas, considerando que el índice de refracción externo es menor que el de la cubierta. Para disminuir las discrepancias surgidas por este cálculo, es necesario incluir el caso en el que el índice externo es mayor que aquél de la cubierta.
2. Los índices efectivos de los modos de la cubierta, cuando el índice de refracción externo es mayor que el de la cubierta de la fibra, se determinan con una aproximación para la constante de propagación compleja que está basada en el modelo de dos capas. Si se encuentra una forma sencilla de realizar este cálculo empleando el modelo de tres capas, se disminuyen errores en el análisis de las fibras y las rejillas de período largo.
3. El modelo se puede hacer más completo si se consideran rejillas de período largo basadas en la modulación del diámetro de la fibra óptica (núcleo y cubierta). Esto se puede lograr encontrando expresiones para el cálculo tanto de los índices efectivos de los modos de la fibra, como para calcular los coeficientes de acoplamiento.

Diseño de dispositivos basados en rejillas de período largo:

1. Comprobación de los resultados del diseño del sensor refractométrico y del filtro ecualizador de ganancia para EDFAs con resultados experimentales.
2. Encontrar estructuras de otros dispositivos ópticos, tales como filtros ópticos sintonizables y compensadores de dispersión, realizar la adaptación del método y llevar a cabo la síntesis y el diseño de estos dispositivos para mejorar sus características de respuesta.

REFERENCIAS

Al Capítulo 1

1. A. Othonos and K. Kally, *Fiber Bragg Gratings, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, Norwood, 1999.
2. A. Sommerfeld, *Optics, Lectures on Theoretical Physics*, Vol. IV, Academic Press, 1949.
3. C. Scott, *Introduction to Optics and Optical Imaging*, IEEE Press, 1998.
4. F. G. Smith and T. A. King, *Optics and Photonics: An Introduction*, John Wiley & Sons Ltd, 2000.
5. D. K. W. Lam and B. K. Garside, Characterization of single-mode optical fiber filters, *Appl. Opt.*, Vol. 20, pp. 440-445, 1981.
6. R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego, 1999.
7. M. E. Fermann, K. Sugden and I. Bennion, High-power soliton fiber laser based on pulse width control with chirped fiber Bragg gratings, *Opt. Lett.*, Vol. 20, pp. 172-174, 1995.
8. A. D. Kersey, et al., Fiber grating sensors, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 1442-1463, 1997.
9. D. B. Stegall and T. Erdogan, Dispersion control with use of long-period fiber gratings, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 17, pp. 304-312, 2000.
10. H. Ke, K. S. Chiang, and J. H. Peng, Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, pp. 1596-1598, 1998.
11. K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 32, pp. 647-649, 1978.
12. K. O. Hill and G. Meltz, Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 1263-1276, 1997.
13. R. A. Weeks, Paramagnetic resonance of lattice defects in irradiated quartz, *J. Appl. Phys.*, Vol. 27, pp. 1376-1881, 1956.
14. G. Meltz, W. W. Morey and W. H. Glenn, Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method, *Opt. Lett.*, Vol. 14, pp. 823-825, 1989.
15. D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. G. Kosinski, S. C. Mettler and A. M. Vengsarkar, Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pulses, *Electron. Lett.*, Vol. 34, pp. 302-303, 1998.
16. L. Drozin, P. Y. Fonjallaz and L. Stensland, Long-period fibre gratings written by CO₂ exposure of H₂-loaded, standard fibres, *Electron. Lett.*, Vol. 36, pp. 742-744, 2000.
17. S. G. Kosinski and A. M. Vengsarkar, Splicer-based long-period fiber gratings, en *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 1998*, Technical Digest, pp. 278-279, 1998.
18. E. M. Dianov, et al., Thermo-induced long-period fibre gratings, en *23rd European Conference on Optical Communications 1997*, Vol. 2, pp. 53-56, 1997.
19. E. M. Dianov, V. I. Karpov, A. S. Kurkov and M. V. Grekov, Long-period fiber gratings and mode-field converters fabricated by thermodiffusion in phosphosilicate fibers, en *24th European Conference on Optical Communications 1998*, Vol. 1, pp. 395-396, 1998.
20. C. Y. Lin and L. A. Wang, A wavelength- and loss-tunable band-rejection filter based on corrugated long-period fiber grating, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 332-334, 2001.
21. I. B. Sohn, N. K. Lee, H. W. Kwon and J. W. Song, Tunable gain-flattening filter using microbending long-period fiber gratings, *Opt. Eng.*, Vol. 41, pp. 1465-1466, 2002.
22. T. Yokouchi, et al., Thermal tuning of mechanically induced long-period fiber grating, *Appl. Opt.*, Vol. 44, pp- 5024-5028, 2005.

23. Y. Jiang, Q. Li, C. H. Lin, E. Lyons, I. Tomov and H. P. Lee, A novel strain-induced thermally tuned long-period fiber grating fabricated on a periodic corrugated silicon fixture, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol.14, pp. 941-943, 2002.

AI Capítulo 2

1. A. Yariv, Coupled-mode theory for guided-wave optics, *J. Quantum. Electron.* Vol. QE-9, pp. 919-933, 1973.
2. H. Kogelnik, *Theory of Optical Waveguides*, in *Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir, Springer-Verlag, New York, 1990.
3. J. P. Russell St., Bloch wave analysis of dispersion and pulse propagation in pure distributed feedback structures, *J. of Mod. Opt.*, Vol. 38, pp. 1599-1619, 1991.
4. E. Peral and J. Capmany, Generalized Bloch wave analysis for fiber and waveguide gratings, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 1295-1302, 1997.
5. A. Othonos and K. Kally, *Fiber Bragg Gratings, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Artech House, Norwood, 1999.
6. H. Kogelnik, Filter response of nonuniform almost-periodic structures, *Bell Sys. Tech. J.*, Vol. 55, pp. 109-126, 1976.
7. R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego, 1999.
8. M. Yamada and K. Sakuda, Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach, *Appl. Opt.*, Vol. 26, pp. 3474-3478, 1987.
9. K. A. Winick, Effective-index and coupled-mode theory for almost-periodic waveguide gratings: A comparison, *Appl. Opt.*, Vol. 31, pp. 757-764, 1992.
10. L. A. Weller-Brophy and D.G. Hall, Analysis of waveguide gratings: Application of Rouard's method, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 2, pp. 863-871, 1985.
11. J. L. Frolik and A.E. Yagle, An asymmetric discrete-time approach for the design and analysis of periodic waveguide gratings, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, pp. 175-185, 1995.
12. L. Poladian, Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings, *Physical Review E*, Vol. 48, pp. 4758-4767, 1993.
13. C. M. Bender and S. A. Orszag, *Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers*, McGraw-Hill, 1978.
14. T. Hirono and Y. Yoshikuni, A Hamiltonian formulation for coupled-wave equations, *J. Quantum. Electron.*, Vol. 30, pp. 1751-1755, 1994.
15. L. Poladian, Variational technique for nonuniform gratings and distributed feedback lasers, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 11, pp. 1846-1853, 1974.
16. A. M. Vengsarkar, et al., Long-period fiber gratings as band-rejection filters, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 14, pp. 58-65, 1996.
17. O. Duhem, et al., Long period copper-coated grating as an electrically tunable wavelength-selective filter, *Electron. Lett.*, Vol. 35, pp. 1014-1016, 1999.
18. D. B. Stegall and T. Erdogan, Dispersion control with use of long-period fiber gratings, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 17, pp. 304-312, 2000.
19. A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, and C. R. Davidson, Long-period fiber-grating-based gain equalizers, *Opt. Lett.*, Vol. 21, pp. 336-338, 1996.
20. A. D. Kersey, et al., Fiber grating sensors, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15. pp. 1442-1463, 1997.
21. V. Bhatia and A. M. Vengsarkar, Optical fiber long-period grating sensors, *Opt. Lett.*, Vol. 21, pp. 692-694, 1996.

22. V. Grubsky and J. Feinberg, Long-period fiber gratings with variable coupling for real-time sensing applications, *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 203-205, 2000.
23. K. A. Winick and J. E. Roman, Design of corrugated waveguide filters by Fourier-transform techniques, *J. Quantum. Electron.*, Vol. 26, pp. 1918-1929, 1990.
24. G. H. Song and S. Y. Shin, Design of corrugated waveguide filters by the Gel'fand-Levitan-Marchenko inverse scattering method, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 2, pp. 1905-1915, 1985.
25. C. Papachristos and P. Frangos, Design of corrugated optical waveguide filters through a direct numerical solution of the coupled Gel'fand-Levitan-Marchenko integral equations, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 19, pp. 1005-1012, 2002.
26. E. Peral, J. Capmany and J. Marti, Iterative solution to the Gel'Fand-Levitan-Marchenko coupled equations and application to synthesis of fiber gratings, *J. Quantum. Electron.*, Vol. 32, pp. 2078-2084, 1996.
27. R. Feced, M. N. Zervas, and M. A. Muriel, An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform Fiber Bragg Gratings, *J. Quantum Electron.*, Vol. 35, pp. 1105-1115, 1999.
28. L. Poladian, Simple grating synthesis algorithm, *Opt. Lett.*, Vol. 25, pp. 787-789, 2000.
29. J. Skaar, L. Wang, and T. Erdogan, On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling, *J. Quantum Electron.*, Vol. 37, pp. 165-173, 2001.
30. M. A. Muriel, J. Azaña, and A. Carballar, Fiber grating synthesis by use of time-frequency representations, *Opt. Lett.*, Vol. 23, pp. 1526-1528, 1998.
31. J. Azaña, M. A. Muriel, L. R. Chen, and P. W. E. Smith, Fiber Bragg grating period reconstruction using time-frequency signal analysis and application to distributed sensing, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 19, pp. 646-654, 2001.
32. Z. Michalewicz, *Genetic Algorithms + Data Structures = Evolution Programs*, Springer-Verlag, New York, 1992.
33. J. Skaar and K. M. Risvik, A genetic algorithm for the inverse problem in synthesis of fiber gratings, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 16, pp. 1928-1932, 1998.
34. G. Cormier, R. Boudreau, and S. Thériault, Real-coded genetic algorithm for Bragg grating parameter synthesis, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, pp. 1771-1776, 2001.
35. C. Z. Shi, N. Zeng, M. Zhang, Y. B. Liao, and S. R. Lai, Adaptive simulated annealing algorithm for the fiber Bragg grating distributed strain sensing, *Optics Communications*, No. 226, pp. 167-173, 2003.
36. P. Dong, J. Azaña, A. G. Kirk, Synthesis of fiber Bragg grating parameters from reflectivity by means of a simulated annealing algorithm, *Optics Communications*, No. 228, pp. 303-308, 2003.
37. L. Wang and T. Erdogan, Layer peeling algorithm for reconstruction of long-period fibre gratings, *Electron. Lett.*, Vol. 37, pp. 154-156, 2001.
38. R. Feced and M. N. Zervas, Efficient inverse scattering algorithm for the design of grating-assisted codirectional mode couplers, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 17, pp. 1573-1582, 2001.
39. G. W. Chern and L. A. Wang, Design of binary long-period fiber grating filters by the inverse-scattering method with genetic algorithm optimization, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 19, pp. 772-780, 2002.
40. C. L. Lee and Y. Lai, Evolutionary programming synthesis of optimal long-period fiber grating filters for EDFA gain Flattening, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, 2002.
41. A. A. Abramov, et al., Electrically tunable efficient broad-band fiber filter, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 11, pp. 445-447, 1999.

42. P. Mach, et al., Tunable microfluidic optical fiber, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, pp. 4294-4296, 2002.
43. C. Y. Lin and L. A. Wang, A wavelength- and loss-tunable band-rejection filter based on corrugated long-period fiber grating, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, pp. 332-334, 2001.
44. Y. G. Han, S. B. Lee, C. S. Kim, and M. Y. Jeong, Tunable optical add-drop multiplexer based on long-period fiber gratings for coarse wavelength division multiplexing systems, *Opt. Lett.*, Vol. 31, pp. 703-705, 2006.
45. X. J. Gu, Wavelength-division multiplexing isolation fiber filter and light source using cascaded long-period fiber gratings, *Opt. Lett.*, Vol. 23, pp. 509-510, 1998.
46. X. Dong, X. Yang, P. Shum, and C. C. Chan, Tunable WDM filter with 0.8-nm channel spacing using a pair of long-period fiber gratings, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, pp. 795-797, 2005.
47. S. W. James and R. P. Tatam, Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 14, pp. R49-R61, 2003.

Al Capítulo 3

1. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, London, 1991.
2. M. Koshiba, *Optical Waveguide Analysis*, McGraw-Hill, 1992.
3. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, New York, 1997.
4. H. Kogelnik, *Theory of Optical Waveguides*, in *Guided-Wave Opto-Electronics*, T. Tamir, Springer-Verlag, New York, 1990.
5. H. Kogelnik, Filter response of nonuniform almost-periodic structures, *Bell Sys. Tech. J.*, Vol. 55, pp. 109-126, 1976.
6. M. Yamada and K. Sakuda, Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach, *Appl. Opt.*, Vol. 26, pp. 3474-3478, 1987.

Al Capítulo 4

1. M. J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons, New York, 1981.
2. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, New York, 1997.
3. M. McCall, On the application of coupled mode theory for modeling fiber Bragg gratings, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 18, pp. 236-242, 2000.
4. R. Hou, Z. Ghassemlooy, A. Hassan, C. Lu, K. P. Dowker, Modelling of long-period fibre grating response to the refractive index higher than that of the cladding, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 12, pp. 1709-1713, 2001.
5. C. Tsao, *Optical Fibre Waveguide Analysis*, Oxford University Press, New York, 1992.
6. M. Kong, B. Shi, Field solution and characteristics of cladding modes of optical fibers, *Fiber and Integrated Optics*, Vol. 25, pp. 305-321, 2006.
7. T. Erdogan, Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, pp. 1760-1773, 1997.
8. E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, Transmission characteristics of long-period fiber gratings having arbitrary azimuthal/radial refractive index variations, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 21, pp. 218-227, 2003.
9. L. S. Lee and T. Erdogan, Fiber mode coupling in transmissive and reflective tilted fiber gratings, *Appl. Opt.*, Vol. 39, pp. 1394-1404, 2000.

10. H. Ke, K. S. Chiang, and J. H. Peng, Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, No. 11, pp. 1596-1598, 1998.
11. Y. Koyamada, Numerical analysis of core-mode to radiation-mode coupling in long-period fiber gratings, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, No. 4, pp. 308-310, 2001.
12. O. Duhem, J. F. Henninot, M. Warenghem, and M. Douay, Demonstration of long-period-grating efficient couplings with an external medium of a refractive index higher than that of silica, *Appl. Opt.*, Vol. 37, pp. 7223-7228, 1998.
13. T. Erdogan, Fiber grating spectra, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.
14. P. Dong, J. Azaña, and A. G. Kirk, Synthesis of fiber Bragg grating parameters from reflectivity by means of a simulated annealing algorithm, *Optics Communications*, No. 228, pp. 303-308, 2003.

AI Capítulo 5

1. V. Bhatia and A. M. Vengsarkar, Optical fiber long-period grating sensors, *Opt. Lett.*, Vol. 21, pp. 692-694, 1996.
2. H. J. Patrick, A. D. Kersey, and F. Bucholtz, Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 16, pp. 1606-1612, 1998.
3. X. Shu, L. Zhang, and I. Bennion, Sensitivity characteristics of long-period fiber gratings, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 20, pp. 255-266, 2002.
4. R. Hou, Z. Ghassemlooy, A. Hassan, C. Lu, and K. P. Dowker. Modelling of long-period fibre grating response to the refractive index higher than that of the cladding, *Meas. Sci. Technol.*, Vol. 12, pp. 1709-1713, 2001.
5. I. Flores Llamas, O. Kolokoltsev, and V. Svyryd, Refractometric sensors based on long period optical fiber gratings, *Rev. Mex. Fís.*, Vol. S52, pp. 75-78, 2006.
6. I. Flores-Llamas, V. Svyryd, and S. Khotiaintsev, Design of long-period fiber grating refractometric sensors with linear response by a genetic algorithm, *IEEE Sensor Journal*, Nov. 2007, Aceptado para su publicación.
7. H. M. Presby, Realization of intentionally introduced mode-coupling in optical fibers by downward axial vapor deposition, *J. Lightwave Technol.*, Vol. LT-3, pp. 219-224, 1985.
8. P. W. Leech, M. Ridgway, and M. Faith, Channel waveguides formed in fused silica and silica-on-silicon by Si, P and Ge ion implantation, *IEE Proc.-Optoelectron.*, Vol. 143, pp. 281-286, 1996.
9. E. Drouard, L. Escoubas, F. Flory, S. Tisserand, and L. Roux, Ion implanted integrated optics (I3O) technology for planar lightwave circuits fabrication, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 22, pp. 2310-2315, 2004.
10. I. Flores-Llamas and V. Svyryd, Modeling of long-period fiber gratings and their application on liquid level sensors, *Sensor Electronics and Microsystem Technologies*, No. 3, pp. 14-19, 2006.
11. S. Khaliq, S. W. James, and R. P. Tatam, Fiber-optic liquid-level sensor using long-period grating, *Opt. Lett.*, Vol. 26, pp. 1224-1226, 2001.
12. J. H. Chong, et al., Measurements of refractive index sensitivity using long-period grating refractometer, *Optics Communications*, No. 229, pp. 65-69, 2004.
13. J. R. Qian and H. F. Chen, Gain flattening fibre filters using phase-shifted long period fibre gratings, *Electron. Lett.*, Vol. 34, pp. 1132-1133, 1998.
14. A. M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano, and C. R. Davidson, Long-period fiber-grating-based gain equalizers, *Opt. Lett.*, Vol. 21, pp. 336-338, 1996.

15. C. L. Lee and Y. Lai, Evolutionary programming synthesis of optimal long-period fiber grating filters for EDFA gain Flattening, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 1557-1559, 2002.