



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA
DIVISIÓN DE INGENIERÍA ELÉCTRICA
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA EN TELECOMUNICACIONES

**MODELO DE REJILLAS DE PERIODO LARGO
EN FIBRA ÓPTICA FABRICADAS
CON DIFERENTES TECNOLOGÍAS**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

**INGENIERO EN
TELECOMUNICACIONES**

P R E S E N T A :

SEBASTIAN JOEL ORTEGA ZAFRA



TUTOR DE TESIS:

DR. IGNACIO FLORES LLAMAS

México, D.F., Diciembre del 2011

Dedicatoria

A mis padres, Marta y Fernando, por los valores, la educación y el apoyo incondicional que me han brindado en todo momento.

Agradecimientos

A mis hermanos, Tania y Fer, por ser las personas que son y un ejemplo a seguir en tantos aspectos.

Al Dr. Ignacio Flores Llamas por toda la ayuda, el conocimiento, el interés y la tutoría que me brindó en la realización de esta tesis.

Al Dr. Ismael Torres por el apoyo y todas las facilidades proporcionadas durante la estancia de investigación en el CIO en León.

A los miembros del jurado de mi examen profesional, el Dr. Miguel Moctezuma Flores, el Dr. Oleksandr Martynyuk, el Dr. Ramón Gutiérrez Castrejón y la Dra. Fatima Moumtadi, por su revisión de esta tesis y por haber sido parte importante de mi educación durante la carrera

A la UNAM, a la Facultad de Ingeniería, al Departamento de Ingeniería en Telecomunicaciones y al Instituto de Ingeniería por todos los recursos que me brindaron en la carrera y por promover una educación integral, pública y de calidad. A mis maestros, amigos y compañeros de carrera por motivarme a ser un mejor estudiante y enseñarme tantas cosas dentro y fuera del salón de clases.

A todas las personas que conocí en San Diego que me abrieron los ojos en tantos ámbitos y a la gente que me acompañó en esa gran experiencia.

A mis amigos, por todas las experiencias, anécdotas y soporte que me brindan.

A Nina, por ser mi mayor motivación durante este último año.

TABLA DE CONTENIDO

ABSTRACT	1
RESUMEN	2
INTRODUCCIÓN	3
CAPÍTULO 1 Rejillas de período largo en fibra óptica	5
1.1 Principio de operación y tipos de rejillas de período largo en fibra óptica.....	6
1.1.1 Acoplamiento de modos en fibras con rejillas	6
1.1.2 Respuesta espectral de las rejillas de período largo	8
1.1.3 Tipos de rejillas de período largo	9
1.2 Teoría modal de propagación de la luz en fibras ópticas.....	12
1.2.1 Ecuaciones de onda para fibras ópticas.....	12
1.2.2 Modos de propagación en las fibras ópticas.....	13
1.2.3 Aproximación de guía débil	16
1.3 Métodos de análisis de rejillas de período largo	20
1.3.1 Teoría de modos acoplados	20
1.3.2 Matriz fundamental	20
1.3.3 Otras técnicas de análisis.....	21
1.4 Técnicas de fabricación de rejillas de período largo en fibra óptica.....	21
1.4.1 Irradiación con láser ultravioleta.....	22
1.4.2 Exposición a láser de dióxido de carbono.....	26
1.4.3 Exposición a un arco eléctrico	26
1.4.4 Grabado químico	28
1.4.5 Inducción mecánica.....	28
1.4.6 Irradiación de la fibra con pulsos ultracortos (femtosegundos)	29
1.5 Mecanismos de modulación del índice efectivo de los modos	29
1.5.1 Modificación del índice de refracción del material.....	29
1.5.2 Modificación del diámetro de la fibra	31
1.6 Planteamiento del problema.....	32
CAPÍTULO 2 Análisis de la propagación de ondas en rejillas de período largo convencionales	33
2.1 Teoría de modos acoplados para rejillas de período en fibra óptica.....	33
2.2 Enfoque de dos capas.....	37
2.2.1 Índices efectivos de los modos de la fibra.....	38
2.2.2 Coeficientes de acoplamiento.....	39

2.3 Enfoque de tres capas	42
2.3.1 Índices efectivos de los modos de la fibra.....	43
2.3.2 Coeficientes de acoplamiento.....	44
2.4 Simulación de rejillas y comparación de los enfoques de dos y tres capas	45
CAPÍTULO 3 Modelo de rejilla de período largo para modulación del índice de refracción y el radio de la fibra	51
3.1 Modulación simétrica.....	52
3.1.1 Modulación del índice de refracción del núcleo y la cubierta.....	52
3.1.2 Modulación del radio del núcleo y la cubierta	54
3.1.3 Influencia en la respuesta de las rejillas de los tipos de modulación	55
3.2 Modulación asimétrica.....	60
3.2.1 Modulación del índice de refracción del núcleo y la cubierta.....	61
3.2.2 Influencia en la respuesta de las rejillas de la modulación asimétrica del índice	63
3.3 Simulación de rejillas de período largo con modulación del índice y el radio	67
CAPÍTULO 4 Aplicaciones del modelo en el diseño de dispositivos ópticos	72
4.1 Comparación de resultados teóricos y experimentales	72
4.2 Sensor refractométrico basado en una rejilla fabricada con arco eléctrico.....	77
CONCLUSIONES	82
ANEXOS	84
Anexo A	84
Anexo B	86
REFERENCIAS	87

ABSTRACT

In this bachelor thesis, a theoretic model is presented for long-period fiber gratings (LPFGs) manufactured with different technologies of recent development, which have a lower cost and are less complex than the traditional UV irradiation method. This model enables the design and analysis of LPFGs that have refraction index and radius symmetric or asymmetric modulation. The model proves to be a useful tool in the investigation of LPFGs manufacturing technologies and in the design of devices such as optical filters and sensors.

Different manufacturing technologies are studied in this thesis to define the types of modulation that a grating can have. A comparison is made between the two layer and three layer models, which are used to analyze light propagation within an optical fiber and mode coupling, thus proving the inaccuracy of the two layer approach in LPFG analysis. Using the model, the influence that each type of modulation has in the response of a grating is analyzed to account for the results obtained with LPFGs manufactured with different technologies. Model simulations of LPFGs are compared with the experimental response of LPFGs, made through exposure to an electric arc in CIO (Center of Research in Optics), to prove the functionality of the model.

An asymmetric modulation scheme, which accounts for the response of a LPFG manufactured through exposure to an electric arc, is presented as an application of the model, as well as a refractometric sensor based in electric-arc-induced LPFGs. The theme of this thesis encourages the development of new technologies and the diversification of optical fiber devices, thus boosting the growth of telecommunications and other technology related industries which benefit from the applications of LPFGs.

RESUMEN

En esta tesis de licenciatura se presenta un modelo teórico de rejillas de período largo en fibra óptica fabricadas con diferentes tecnologías de reciente desarrollo, las cuales son, en general, más sencillas y con un menor costo que el método tradicional de irradiación UV. Dicho modelo permite el diseño y análisis de rejillas de período largo que presentan modulación simétrica o asimétrica del índice de refracción y del radio de la fibra. El modelo se presenta como una herramienta útil en la investigación de tecnologías alternativas de fabricación de rejillas y en el diseño de dispositivos tales como filtros y sensores ópticos.

Se investigan distintas tecnologías de fabricación de rejillas de período largo en fibra óptica para definir los tipos de modulación que se pueden presentar en una rejilla. Se hace una comparación entre los modelos de dos y tres capas, usados en el análisis de la propagación de la luz en la fibra óptica y del acoplamiento entre modos, comprobando la imprecisión del modelo de dos capas en el análisis de rejillas de período largo. Con el modelo se analiza la influencia de cada tipo de modulación en la respuesta de las rejillas para explicar los resultados obtenidos con rejillas fabricadas con distintas tecnologías. Simulaciones de rejillas basadas en el modelo se comparan con resultados experimentales de rejillas fabricadas mediante la exposición a un arco eléctrico en el CIO (Centro de Investigaciones en Óptica) para comprobar la funcionalidad del modelo.

Como aplicaciones del modelo, se presenta un esquema de modulación asimétrica que explica la respuesta obtenida en rejillas fabricadas con arco eléctrico, y también, se diseña un sensor refractométrico basado en una rejilla fabricada mediante arco eléctrico. El tema de esta tesis fomenta el desarrollo de nuevas tecnologías y la diversificación de dispositivos basados en fibra óptica impulsando el crecimiento de las telecomunicaciones y otras industrias de tecnología que se benefician de las aplicaciones de las rejillas de período largo en fibra óptica.

INTRODUCCIÓN

Las comunicaciones ópticas representan hoy en día una de las tecnologías de mayor desarrollo y crecimiento en el área de las telecomunicaciones. Las ventajas de las comunicaciones ópticas, como lo son la gran capacidad de información, las bajas pérdidas, el aislamiento electromagnético, entre muchas otras, han hecho que estos sistemas hayan adquirido un papel vital dentro de las telecomunicaciones. La investigación en esta área ha impulsado el uso de esta tecnología y ha diversificado sus aplicaciones en instrumentación, control o en sensores abarcando áreas como salud, educación, ciencia, desarrollo industrial y otros ámbitos donde se requiere de alta tecnología. Por esta razón, la investigación y el desarrollo de dispositivos ópticos han seguido un constante crecimiento con la finalidad de explotar todo el potencial de las comunicaciones ópticas. Para esto es necesario desarrollar dispositivos ópticos eficientes y encontrar los medios que permitan bajar el costo de fabricación e implementación de estos dispositivos. El tema de esta tesis se relaciona directamente con estas necesidades para así incentivar el crecimiento de las comunicaciones ópticas y el desarrollo de nuevas tecnologías.

Las rejillas de fibra óptica, capaces de aislar determinadas longitudes de onda (o visto de otra forma, capaces de aislar canales) a partir de una señal óptica que viaja por la fibra, representan un elemento básico para el desarrollo de dispositivos de comunicaciones ópticas (como lo son filtros, multiplexores, amplificadores, láseres, etc.). Desde su descubrimiento se ha experimentado con las rejillas para poder modelar y definir la respuesta espectral a partir de los parámetros de la rejilla. El método más común para la fabricación de rejillas, ya sean de Bragg o de período largo, consiste en la exposición de la fibra a un láser de luz ultravioleta (UV). Actualmente existen modelos con los que se puede encontrar la respuesta espectral de estas rejillas. Una gran ventaja de las rejillas de período largo sobre las rejillas de Bragg es una mayor variedad de tecnologías de fabricación que son más baratas y sencillas que la técnica tradicional con luz UV. Estas tecnologías de fabricación alternativas incluyen la irradiación de la fibra con un láser de CO₂, exposición de la fibra a un arco eléctrico, el grabado químico, la inducción mecánica y la irradiación de la fibra a pulsos ultracortos (femtosegundos) de alta intensidad. Estas rejillas poseen otro tipo de perturbaciones en la fibra óptica (modulación del diámetro de la fibra y del índice de refracción de la cubierta y, en algunos casos, modulaciones asimétricas a lo largo de la fibra) que deben ser consideradas en el análisis. A pesar de las ventajas que presentan estas tecnologías de fabricación, hasta el momento ha habido escasos trabajos dedicados al análisis y modelado de rejillas creadas con estos métodos.

En la presente tesis de licenciatura se desarrolla un modelo teórico de rejillas de período largo en fibra óptica fabricadas con tecnologías alternativas a la irradiación con láser UV con fines de aplicarlo en el diseño de dispositivos tales como filtros y sensores ópticos.

Dicho modelo permite el diseño y análisis de rejillas de período largo con distintos tipos de modulación. En esta tesis también se compara el modelo teórico con la respuesta experimental de rejillas de período largo fabricadas con estas tecnologías alternativas durante una estancia en el CIO (Centro de Investigaciones en Óptica) para obtener resultados objetivos que puedan sustentar el modelo teórico.

Se presentan dos aplicaciones específicas del modelo: el análisis de rejillas para investigar los mecanismos de formación de con distintas tecnologías y el desarrollo de un sensor refractométrico basado en rejillas fabricadas con arco eléctrico. Los resultados obtenidos pueden ser muy útiles para impulsar tecnologías alternativas de fabricación de rejillas de período largo en fibra óptica lo que permitiría diversificar la fabricación de dispositivos de comunicaciones ópticas y reducir el costo de los mismos. Además, los resultados presentados en la tesis sirven de referencia y comparación para futuros trabajos de investigación en este tema.

CAPÍTULO 1

Rejillas de período largo en fibra óptica

Las rejillas de fibra óptica se han convertido en los últimos años en componentes básicos dentro de los sistemas de comunicaciones ópticas y en sistemas de sensores. Algunas de las ventajas que ofrecen las rejillas de fibra óptica son la geometría de las mismas, la baja pérdida de inserción, y potencialmente, un bajo costo. La aparición de las rejillas de fibra óptica ha hecho que se aumente la estabilidad y portabilidad de estos sistemas y también que se reduzca considerablemente el tamaño de los dispositivos ópticos. Sin embargo la característica que hace de las rejillas un componente tan interesante es la flexibilidad que ofrecen para conseguir determinadas características espectrales (reflexión, transmisión, dispersión y filtrado de campo electromagnético). Esta flexibilidad se debe a una dependencia de la respuesta espectral a las distintas características de una rejilla de fibra óptica. De esta forma es posible aislar determinadas longitudes de onda a partir del espectro de una señal que viaje por la fibra óptica. Es por esta razón que las rejillas de fibra óptica son usadas en dispositivos ópticos dentro de sistemas WDM como filtros, láseres, amplificadores, OADMs (Optical Add/Drop Multiplexers), compensadores de dispersión cromática, etc. Adicionalmente se han encontrado muchas nuevas aplicaciones para las rejillas en áreas de instrumentación, control, y recientemente un gran desarrollo de sensores basados en rejillas de período largo.

Con el descubrimiento de la fotosensibilidad en fibras ópticas surgieron las primeras rejillas, denominadas rejillas de Bragg. Estas rejillas son variaciones o modulaciones del índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica y son capaces de reflejar una porción de la luz acoplando modos contradireccionales en el núcleo. Con estas rejillas es posible filtrar, reflejar o dispersar una señal óptica. A partir de su descubrimiento las rejillas de Bragg se han implementado en sistemas ópticos. Hasta la fecha, se han estudiado las rejillas de Bragg y se han creado modelos que permiten diseñar estas rejillas y aplicarlas en dispositivos mencionadas anteriormente. La teoría y explicación de estas aplicaciones se encuentran disponibles en la literatura del tema [1,2].

Existe otro tipo de rejillas las cuales son relevantes para el tema de esta tesis. Las rejillas de período largo en fibra óptica o LPFGs (Long Period Fiber Gratings) se desarrollaron a partir de las rejillas de Bragg. Las rejillas de período largo se diferencian de las rejillas de Bragg en que, como su nombre lo indica, el período de la modulación del índice de refracción en la fibra es mucho mayor ($\geq 100 \mu\text{m}$). La razón del aumento del período de modulación en estas fibras es debido a que se desea acoplar la luz del modo guiado fundamental del núcleo a los modos de propagación de la cubierta. Por esta razón es que normalmente a las rejillas de Bragg se les conoce como rejillas de reflexión, mientras que a las rejillas de período largo se les conoce como rejillas de transmisión.

En este primer capítulo se describen los distintos tipos de LPFGS, su principio de operación y los distintos métodos de fabricación y análisis existentes para estas rejillas. También se explica la teoría de propagación de la luz en fibra óptica para entender el comportamiento de la luz dentro de las rejillas.

1.1 Principio de operación y tipos de rejillas de período largo en fibra óptica

Las rejillas de fibra óptica generalmente se encuentran inscritas dentro de fibras monomodo. Por esta razón la estructura de las rejillas que se tratan en esta tesis se basa en este tipo de fibras. La fibra óptica es una guía de ondas cilíndrica cuya estructura principal está conformada por un núcleo ('core' en inglés) de un material dieléctrico (sílice, sílice dopado con germanio, boro, etc.) con un índice de refracción n_1 y una cubierta ('cladding' en inglés) comúnmente del mismo material dieléctrico (pero con diferentes dopantes) cuyo índice de refracción n_2 es menor a n_1 . El índice de refracción de un material cuantifica la velocidad de propagación de una onda en un medio en relación a la velocidad de la luz en el vacío. Esta diferencia de índices de refracción es la que permite que las ondas se propaguen por el núcleo de la fibra debido al concepto de *reflexión interna total*. El *perfil de índice* describe el índice de refracción de una fibra óptica a lo largo del eje transversal de la fibra y determina también cómo se propaga la luz por la fibra. La Figura 1.1 muestra distintos perfiles de índice utilizados en fibras.

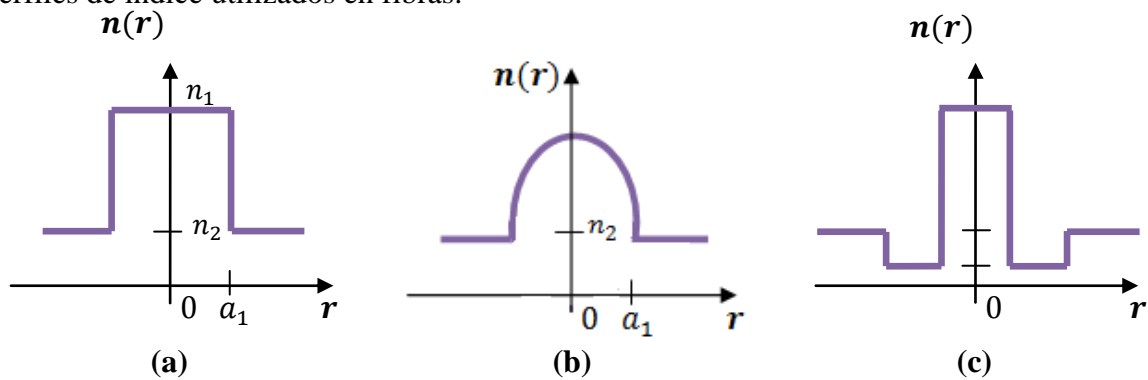


Figura 1.1 Perfil de índice para fibra: a) de índice escalonado, b) de índice gradual y c) tipo W

Las LPFGs convencionales presentan modulación del índice de refracción a lo largo del eje longitudinal de la fibra por lo que hay cambios en el valor del índice del núcleo. El funcionamiento general de estas rejillas se explica en la siguiente sección.

1.1.1 Acoplamiento de modos en fibras con rejillas

El objetivo de cualquier rejilla de fibra óptica es el acoplamiento de modos. Este acoplamiento de modos se presenta cuando existen perturbaciones en la fibra; la magnitud de separación entre los planos o período de la rejilla denominado Λ determina la longitud de onda de resonancia (λ_{Bragg}) en el espectro de transmisión [1]. El interés en estructuras de acoplamiento surgió cuando se descubrió que la estructura de estas perturbaciones podía

manipularse para acoplar determinados modos o separar determinadas longitudes de onda de una señal óptica. Actualmente podemos ver una gran variedad de dispositivos ópticos basados en el acoplamiento de modos.

Como se mencionó antes, el período de las LPFGs es mucho mayor al de las rejillas de Bragg porque en estas rejillas ya no se desea un acoplamiento de onda incidente con onda en propagación contraria. En el caso de las LPFGs se desea acoplar el modo guiado fundamental del núcleo de la fibra con los modos de propagación de la cubierta de la fibra con la misma dirección de propagación. Al acoplar estos modos una porción de la luz y de la energía viajando por el núcleo pasará a la cubierta donde se perderá por la absorción y el esparcimiento en la cubierta. El acoplamiento con la rejilla provoca que la energía perdida (acoplada con la cubierta) no sea transmitida. Un esquema general de una rejilla uniforme de período largo para fibra óptica puede observarse en la Figura 1.2.

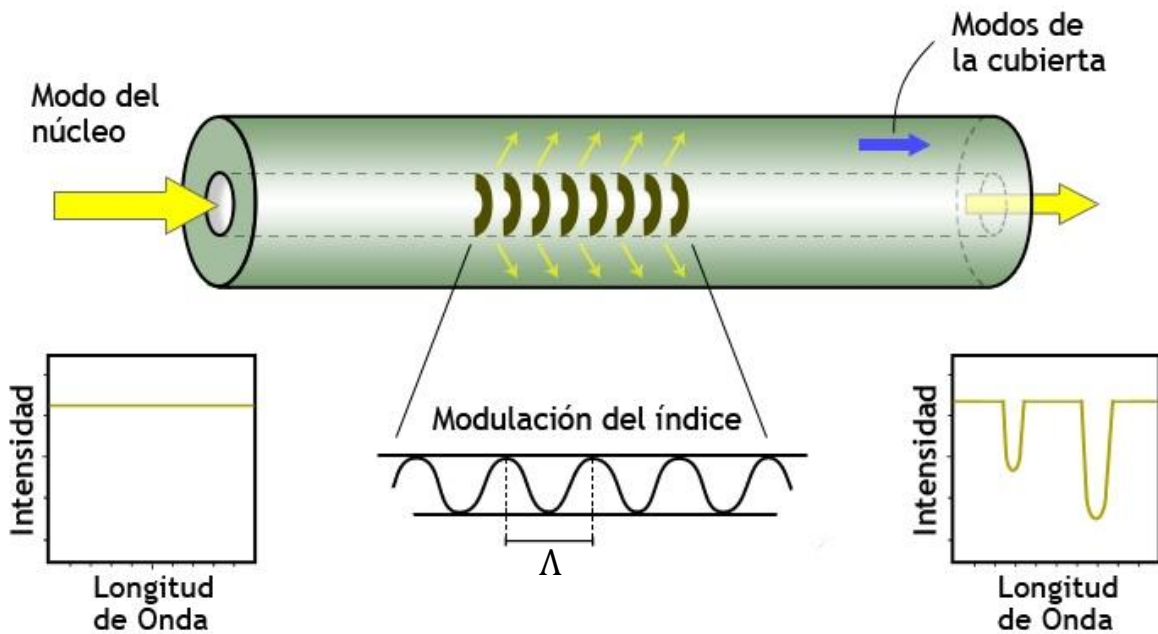


Figura 1.2 Rejilla uniforme de período largo para fibra óptica

Para que este acoplamiento ocurra es necesario que haya un igualamiento de fases entre el modo del núcleo y los modos de la cubierta. Esta condición está dada por

$$\beta_{01} - \beta^{(m)} = \Delta\beta^{(m)} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.1)$$

donde β_{01} es la constante de propagación del modo guiado fundamental del núcleo y $\beta^{(m)}$ es la constante de propagación del m-ésimo modo de la cubierta con el que se desea acoplar. Esta condición es comúnmente conocida como condición de Bragg. El subíndice de β_{01} se debe a que el modo fundamental de la fibra óptica en aproximación de guía débil es el modo LP_{01} (ver Sección 1.2.3). El valor de $\Delta\beta^{(m)}$ es dependiente de la longitud de

onda ya que de forma general, la constante de propagación β está dada por la siguiente ecuación

$$\beta = n_e k_0 \quad (1.2)$$

donde n_e es el índice de refracción efectivo del modo y $k_0 = 2\pi/\lambda$ es el *número de onda en el espacio libre*. Esto aunado a que $\Delta\beta^{(m)}$ es un valor discreto resulta en que este tipo de acoplamiento sea algo selectivo. Esto se aprovecha para aplicaciones de sensado, pues pequeñas variaciones de temperatura o densidad del medio externo afectan el acoplamiento y en general la respuesta espectral de la rejilla. En las LPFGs, el valor de $\Delta\beta^{(m)}$ es un valor pequeño por lo que el período Λ tiene un valor entre 100 y 1000 μm con una longitud de algunos centímetros. Si esto se compara con las rejillas de Bragg, las cuales tienen períodos en el orden de 1 μm , se entiende el porqué de la diferenciación entre ambos tipos de rejillas.

La longitud de onda en la que habrá acoplamiento depende de las características de la rejilla. Al existir distintos tipos de rejillas existen ecuaciones que ayudan a determinar la longitud de onda de Bragg en función de las características de las rejillas (ver Sección **1.1.3**). Estas rejillas presentan una sensibilidad a las variaciones de temperatura y tensiones externas, pues la distancia entre los planos de la rejilla varía con estos factores produciendo que las resonancias en el espectro de transmisión tengan un desplazamiento en frecuencia.

1.1.2 Respuesta espectral de las rejillas de período largo

La flexibilidad en la respuesta espectral de las LPFG es una de las ventajas más grandes de las rejillas. Existen varios parámetros de las rejillas que pueden modificarse para obtener una respuesta espectral específica. Algunos de estos parámetros son magnitud del cambio inducido del índice, el período, la longitud de la rejilla y el ángulo de inclinación de los planos de las rejillas. Modificando estos parámetros se pueden obtener distintos tipos de rejillas y producir distintos efectos sobre la respuesta espectral de la rejilla (ver **1.1.3**).

Para observar las resonancias producto del acoplamiento es necesario observar el espectro de transmisión de la rejilla mediante la amplitud del modo fundamental del núcleo al final de la rejilla. Para un período dado de la rejilla de período largo (Λ), el acoplamiento entre estos modos se manifiesta como varios picos o bandas de pérdidas en determinadas longitudes de onda discretas del espectro de transmisión. Cada uno de los picos de pérdidas representa el acoplamiento entre el modo fundamental del núcleo y el m -ésimo modo de propagación de la cubierta. La luz perdida en estas longitudes de onda no es reflejada sino que es atenuada y se pierde en los modos de la cubierta debido a la absorción, esparcimiento, y curvaturas en la fibra. La Figura 1.3 muestra el espectro de transmisión de una rejilla de período largo uniforme.

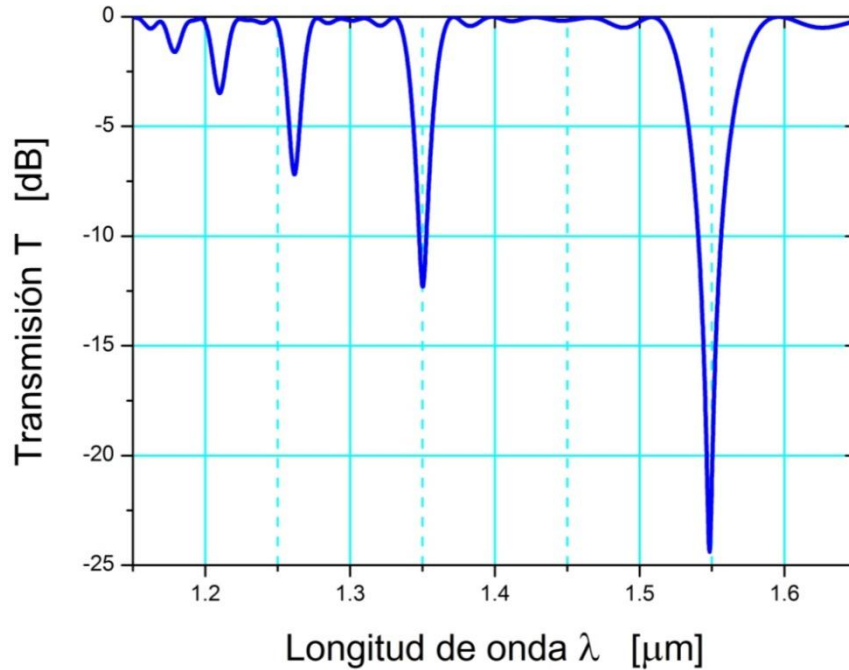


Figura 1.3 Espectro de Transmisión de una LPFG uniforme con $\Delta n = 3.5 \times 10^{-4}$

Se pueden observar distintas bandas o picos de pérdidas en el espectro de transmisión. Cada una de las bandas de pérdidas se debe al acoplamiento del modo fundamental del núcleo con el modo m de la cubierta. Esta energía pasa a la cubierta donde se pierde por esparcimiento y microcurvaturas. Se puede observar una banda de pérdidas significativamente más grande que las otras (cercana a -25 dB) que corresponde al acoplamiento del modo fundamental del núcleo con el modo de la cubierta de sexto orden en una longitud de onda de resonancia ($\sim 1.55 \mu\text{m}$). Las bandas de atenuación a menores longitudes de onda corresponden al acoplamiento con otros modos de la cubierta de menor orden. Las fluctuaciones menores de potencia entre los lóbulos principales de acoplamiento se deben a los lóbulos laterales producto del acoplamiento con cada modo de la cubierta. Esta gráfica es muy ilustrativa para entender las grandes ventajas que ofrecen las rejillas de período largo como filtros y selectores de frecuencia.

1.1.3 Tipos de rejillas de período largo

En las secciones anteriores se explicó la teoría, características y cualidades que definen el funcionamiento de una rejilla de período largo de fibra óptica. Para la mayoría de las rejillas de período largo de fibra óptica, el perfil del índice de refracción puede definirse de forma general mediante la siguiente Ecuación (1.3) considerando que la fibra está dispuesta sobre el eje longitudinal z .

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos \left[\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z) \right] \quad (1.3)$$

donde n_0 representa un índice de refracción promedio (o componente de dc) alrededor del cual variará el índice a lo largo de la fibra, Δn es la amplitud de la modulación del índice de refracción (qué tanto varía el índice alrededor de n_0), Λ es el período de la rejilla, z es la coordenada longitudinal, y $\varphi(z)$ es una función que modificará el período de la rejilla (cambio de fase) usada en rejillas no uniformes [2]. El perfil de índice de la rejilla puede modificarse de distintas formas para producir respuestas espectrales distintas. La *apodización* corresponde a la disminución de los lóbulos laterales de un espectro de transmisión mediante la modulación adicional de la amplitud de las rejillas (es decir, si Δn fuese una función sinc) [2]. Las rejillas de período variable (o ‘chirped gratings’) son rejillas cuyo período varía a lo largo de la rejilla (es decir, si $\varphi(z)$ no fuera nulo ni constante), las cuales son usadas como compensadores de dispersión. La figura 1.4 muestra los perfiles de modulación del índice de rejillas con estas características.

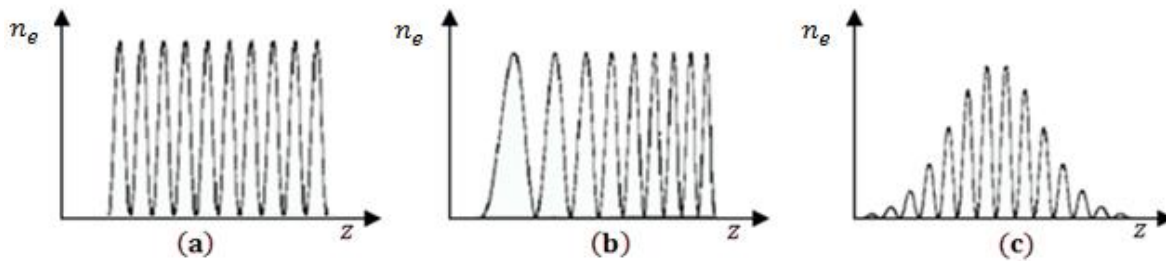


Figura 1.4 Perfil del cambio de índice en: (a) rejilla uniforme con cambio positivo, (b) rejilla de período variable (‘chirped’) y (c) rejilla apodizada

Existen distintos tipos de LPFG dependiendo de las características de las mismas. Estos distintos tipos de rejillas se describen a continuación.

Rejillas de período largo uniforme

Este tipo de rejilla se caracteriza por tener un período de modulación constante (o uniforme) a lo largo de la rejilla y por tener sus planos perpendiculares al eje longitudinal de la rejilla. Este tipo de rejilla de período largo es la más sencilla y convencional (ver Figura 1.4a). Si el período de la modulación es uniforme, éste no varía a lo largo de z y la función $\varphi(z)$ es nula. De esta forma, el perfil de índice de la Ecuación (1.3) se reduce a lo siguiente

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos \left[\frac{2\pi z}{\Lambda} \right]. \quad (1.4)$$

La modulación del índice para este tipo de rejilla es entonces definida de manera simple por una función senoidal con período Λ , amplitud Δn y valor promedio n_0 . Para encontrar la *longitud de onda de Bragg* (cabe mencionar que este término se usa para denominar a la longitud de onda de resonancia tanto en rejillas de Bragg como en LPFGs) se usa la siguiente ecuación:

$$\lambda_{Bragg} = (n_{co} - n_{cl,i})\Lambda = \Delta n_e \Lambda \quad (1.5)$$

donde n_{co} y $n_{cl,i}$ son los índices efectivos del modo del núcleo y del modo de orden i de la cubierta respectivamente, Λ es el período de modulación de la rejilla y Δn_e es la diferencia entre los índices efectivos de los modos del núcleo y la cubierta. Este tipo de rejillas son normalmente usadas para crear filtros de banda angosta, multiplexores y sensores.

Rejilla de período largo no uniforme (de período variable)

Estas rejillas tienen un período que varía a lo largo de z y pueden ser definidas con la Ecuación (1.3) considerando que $\varphi(z)$ ya no tendría un valor nulo. Un perfil de este tipo de rejillas puede observarse en la Figura 1.4b. En este caso, la longitud de onda de Bragg varía en función de z . Esto se debe a la variación del período en la fibra por lo que este valor ya no es constante como lo es para rejillas uniformes (Ecuación 1.4). Por esta razón, la longitud de onda de Bragg ahora es definida de la siguiente forma:

$$\lambda_{Bragg}(z) = \Delta n_e(z) \Lambda(z) . \quad (1.6)$$

Como puede suponerse, el espectro de estas rejillas no es tan útil para fines de selectividad, sin embargo, este tipo de rejillas es normalmente usado en compensadores de dispersión cromática (ensanchamiento de pulsos ópticos), la cual se presenta normalmente en sistemas que utilizan fibra monomodo (sistemas de alta velocidad de transmisión y largo alcance). La dispersión crómatica puede ser corregida por este tipo de rejillas pues las componentes de frecuencia de la señal se modifican en cada punto de la rejilla modificando el tiempo de retardo de la señal. Estas LPFGs se diseñan para acoplar determinadas componentes de frecuencia, comprimiendo los pulsos ópticos y corrigiendo la dispersión cromática [1].

Rejilla de período largo inclinada

Este tipo de rejillas se caracteriza por tener sus planos en un ángulo de inclinación con respecto al eje longitudinal de la fibra. Esta inclinación se utiliza para aumentar el acoplamiento entre los modos guiados del núcleo con los modos guiados o de radiación de la cubierta. La eficiencia del acoplamiento depende de la magnitud de la modulación del índice de refracción y del grado de inclinación de la rejilla. Este tipo de rejilla no puede ser definida por la ecuación general para el índice de rejillas de la Ecuación (1.3).

Rejilla de período largo de fase recorrida

Este tipo de rejillas se utiliza para obtener bandas de paso más angostas en la respuesta espectral de la rejilla. El corrimiento de fase dentro de una rejilla de período largo sirve para aumentar la selectividad de un filtro basado en rejillas creando una banda de transmisión muy angosta dentro de la banda de rechazo. La respuesta espectral de este tipo de rejillas depende de la localización y la magnitud del corrimiento de fase que se realice.

1.2 Teoría modal de propagación de la luz en fibras ópticas

Para el caso de las fibras ópticas, la luz se analiza como onda electromagnética viajando por una guía de onda circular. La propagación de ondas en fibras ópticas es analizada resolviendo las ecuaciones de Maxwell para las condiciones de frontera correspondientes. Al resolver estas ecuaciones se obtienen modos guiados y de radiación que definen el comportamiento de las ondas electromagnéticas en la fibra óptica. La descripción completa de estos modos es complicada y en algunos casos se hacen aproximaciones para simplificar el análisis del comportamiento del campo electromagnético, como la aproximación de guía débil. Para poder entender los métodos de análisis usados en LPFGs se debe comprender la propagación de la luz en la fibra óptica que se explicará en esta sección.

1.2.1 Ecuaciones de onda para fibras ópticas

Las ecuaciones de Maxwell proporcionan la base para las ecuaciones de onda para fibras ópticas. Debido a la geometría de la fibra, en el análisis se expresan normalmente las componentes del campo electromagnético en coordenadas cilíndricas polares (r, θ, z). La Figura 1.5 muestra la estructura de la fibra óptica de acuerdo a las coordenadas usadas. Las componentes del campo son entonces $E_r, E_\theta, E_z, H_r, H_\theta, H_z$ [3].

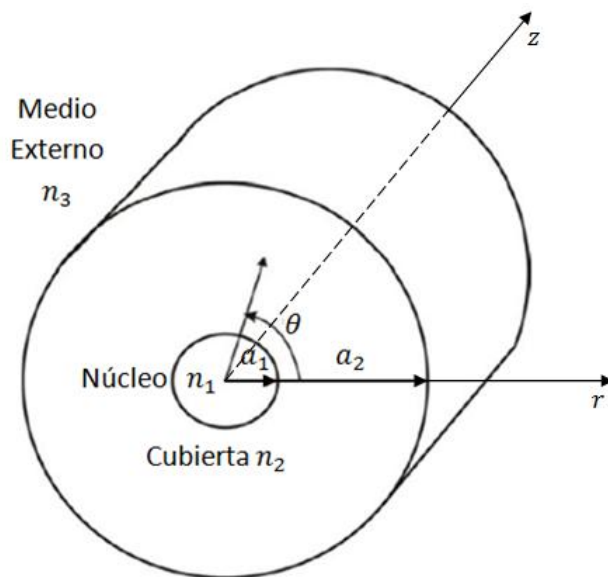


Figura 1.5 Sección transversal de fibra óptica en coordenadas cilíndricas polares

Para realizar el análisis se considera una fibra óptica con núcleo uniforme y un perfil de índice escalonado. El radio del núcleo a_1 afecta directamente el tipo de propagación en la fibra y la calidad de la señal que se recibe en el otro extremo. Normalmente el valor del radio de la cubierta a_2 es lo suficientemente grande para que el campo de los modos guiados sea cercano a cero en $r = a_2$. Es por esto que las fibras monomodo tienen un valor de a_1 muy chico y a_2 muy grande para evitar pérdidas en transmisiones a larga distancia.

Para obtener las ecuaciones de onda para la fibra óptica se parte de las Ecuaciones de Maxwell. Los campos eléctrico y magnético se representan como fasores en términos de la posición espacial transversal \mathbf{r} , el tiempo t , la coordenada longitudinal de la fibra z , la frecuencia angular $\omega = 2\pi f$ y la constante de fase o propagación β (por ejemplo, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\mathbf{r}_t) \exp[j(\omega t - \beta z)]\}$). Utilizando esta notación, considerando un índice de refracción n constante y aplicando los operadores diferenciales en las Ecuaciones de Maxwell se pueden obtener las ecuaciones de onda para las componentes longitudinales (z) del campo electromagnético en la fibra óptica. Esto se hace debido a que las ecuaciones para las componentes transversales (r y θ) del campo son más complicadas. Por esto, primero se obtiene la solución para E_z y H_z , y luego se expresa el resto de las componentes del campo en términos de éstas dos [3]. Las ecuaciones de onda para E_z y H_z son

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 E_z = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + k_t^2 H_z = 0 \quad (1.8)$$

donde k_t es la *constante de fase transversal* y está dada por $k_t = \sqrt{k_0^2 n^2 - \beta^2}$, y k_0 es el *número de onda en el espacio libre* y está dado por $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda$. Las soluciones de las ecuaciones de onda utilizando las condiciones de frontera de la fibra óptica resulta en los distintos modos que pueden propagarse dentro de la fibra óptica.

1.2.2 Modos de propagación en las fibras ópticas

Los modos de propagación son soluciones del campo electromagnético para las ecuaciones de onda. Cada modo representa una distribución espacial transversal de intensidad luz que puede propagarse en la fibra. Todas las guías de onda dieléctricas, como la fibra óptica, permiten un número finito de modos guiados además de un grupo infinito de modos de radiación que no son guiados por la fibra pero son soluciones de las Ecuaciones (1.7) y (1.8) [4]. Estas ecuaciones de onda pueden ser resueltas por el método de separación de variables con una solución para el núcleo y una para la cubierta [3].

Núcleo ($r < a_1$):

$$E_z = A_1 J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos l\theta \\ \text{sen } l\theta \end{cases} \quad (1.9)$$

$$H_z = B_1 J_l \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} -\text{sen } l\theta \\ \cos l\theta \end{cases} \quad (1.10)$$

Cubierta ($r > a_1$):

$$E_z = A_2 K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \begin{cases} \cos l\theta \\ \text{sen } l\theta \end{cases} \quad (1.11)$$

$$H_z = B_2 K_l \left(\frac{wr}{a_1} \right) \begin{cases} -\text{sen } l\theta \\ \cos l\theta \end{cases} \quad (1.12)$$

A_1, A_2, B_1 y B_2 son constantes, J_l es la función de Bessel¹ del primer tipo de orden l y K_l es la función de Bessel modificada del segundo tipo de orden l , u es la *constante de fase transversal normalizada* y está dada por $u = k_{t1} a_1 = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2} a_1$, w es la *constante de atenuación transversal normalizada* y está dada por $w = |k_{t2}| a_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2} a_1$, y la *frecuencia normalizada* v está dada por $v = \sqrt{u^2 + w^2} = k_0 a_1 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$.

Las componentes transversales del campo electromagnético para el núcleo y la cubierta se obtienen a partir de las componentes longitudinales (E_z y H_z) de la siguiente forma [5]

$$E_r = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\omega \mu_0}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right) \quad (1.13) \quad E_\theta = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (1.14)$$

$$H_r = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\omega \varepsilon_0 n^2}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right) \quad (1.15) \quad H_\theta = -j \frac{1}{k_t^2} \left(\frac{\beta}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + \omega \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (1.16)$$

Estas componentes ($E_r, E_\theta, H_r, H_\theta$) deben obtenerse tanto para el núcleo como para la cubierta. Esta sustitución da 8 ecuaciones (4 del núcleo y 4 de la cubierta) que se suman a las Ecuaciones (1.9) – (1.12). Las condiciones de frontera implican que las componentes tangenciales del campo electromagnético son continuas en la interfaz del núcleo y cubierta. Las componentes del campo deben entonces ser iguales en el núcleo y en la cubierta para $r = a_1$. Al igualar cada una de las componentes en el núcleo con su correspondiente componente en la cubierta se llega a un problema de valor propio descrito por la Ecuación (1.17). La sustitución en las Ecuaciones (1.13) – (1.16) y la obtención de la ecuación de valor propio es larga pero disponible en la literatura [3,5].

$$\underbrace{\left[\frac{J_l'(u)}{u J_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{w K_l(w)} \right]}_{1^{\text{a}} \text{ parte}} \underbrace{\left[\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{J_l'(u)}{u J_l(u)} + \frac{K_l'(w)}{w K_l(w)} \right]}_{2^{\text{a}} \text{ parte}} = l^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (1.17)$$

$J_l'(u)$ es la derivada de $J_l(u)$ con respecto a u , $K_l'(w)$ es la derivada de $K_l(w)$ con respecto a w . Esta ecuación determina entonces un número finito de valores de β (pues u y w dependen de β) para una l dada y para una frecuencia ω dada. Este conjunto de valores

¹ Las funciones de Bessel son soluciones canónicas para una determinada ecuación diferencial (de Bessel) presente al resolver las ecuaciones de Maxwell para fibra óptica.

de β se le conoce como eigenvalores β_m , con $m=1,2,3,..$. A partir de los valores que se obtienen de β se pueden calcular las constantes A_1 , A_2 , B_1 y B_2 , y así obtener las componentes del campo electromagnético en los modos que se propagan por la fibra [5].

Al variar el valor de l se pueden obtener distintas soluciones para la Ecuación (1.19) que representan los distintos modos de propagación en la fibra. Estas soluciones se simplifican si se utilizan las siguientes identidades de Bessel

$$J_0'(u) = -J_1(u), \quad K_0'(w) = -K_1(w) \quad (1.18)$$

Modos TE y TM

Cuando $l = 0$, se obtienen dos ecuaciones de valor propio a partir de la Ecuación (1.17) en las que las componentes E_z y H_z resultan nulas. Los modos cuyas componentes longitudinales son nulas corresponden a los modos de propagación denominados TE (transversal eléctrico) y TM (transversal magnético).

Para obtener los modos TE, se iguala la 1ª parte de la Ecuación (1.17) a 0. Se sustituye el valor de $l = 0$ y se aplican las identidades de Bessel (Ecuación (1.18)). Esto lleva a una ecuación de valor propio a partir de la cual se obtiene una solución y las constantes A_1 , A_2 , B_1 y B_2 . Para este caso, después de obtener la solución, las únicas componentes distintas de cero son H_z, H_r y E_θ . Por esta razón, esta primera solución para $l = 0$ corresponde a los modos TE (campos transversales sin componente E_z) y se denotan como TE_{0m} donde el primer subíndice corresponde a $l = 0$ y el segundo m corresponde a cada valor distinto β_m .

Para los modos TM se realiza el mismo procedimiento pero tomando la 2ª parte de la Ecuación (1.17) lo que resulta en una ecuación de valor propio distinta. En este caso, tras obtener las constantes, las componentes que no son nulas son E_z, E_r y H_θ . Es por esto que la segunda solución para $l = 0$ corresponde a los modos TM (campos transversales sin componente H_z) y se denotan como TM_{0m} [3].

Modos Híbridos

Cuando $l \neq 0$, las componentes longitudinales ya no son nulas y no hay modos TE y TM. Las soluciones para estos casos se denominan *modos híbridos*. Al sustituir el valor de $l \neq 0$ en la Ecuación (1.17), se obtiene una ecuación cuadrática con respecto a $J_l'(u)/uJ_l(u)$ por lo que hay dos soluciones para modos híbridos. Los eigenvalores que resultan de estas dos ecuaciones dan dos tipos de soluciones que se denominan *convencionalmente* como los modos híbridos HE y EH. Una forma ilustrativa de resolver la ecuación de valor propio para estos modos es la solución gráfica en la que se grafican ambos lados de las ecuaciones resultantes, además de que la descripción exacta de las soluciones puede llegar a ser complicada debido a que no hay componentes nulas [5]. Los puntos de intersección de estas curvas corresponden a los modos EH y HE que se propagan en la fibra [3]. En la Figura 1.6

se muestra la solución gráfica para las constantes de propagación de los modos HE cuando $l = 1$ y se utiliza una frecuencia normalizada $v = 8$.

Se puede observar que hay tres intersecciones, correspondientes a los modos HE_{11} , HE_{12} y HE_{13} . Estos son los modos híbridos que se propagan por el núcleo de la fibra óptica considerada. La frecuencia normalizada v es importante para determinar qué modos pueden propagarse en la fibra. La condición $0 \leq u \leq v$ debe cumplirse, lo que significa que la constante de fase transversal normalizada u (determinada por β_m) debe ser menor a la frecuencia normalizada v . Los modos híbridos se designan HE o EH dependiendo de la contribución relativa de las componentes longitudinales E_z y H_z a alguna componente transversal en un punto de referencia. Si E_z tiene una mayor contribución, el modo se denomina EH_{li} . Si H_z tiene una mayor contribución, el modo se denomina HE_{li} .

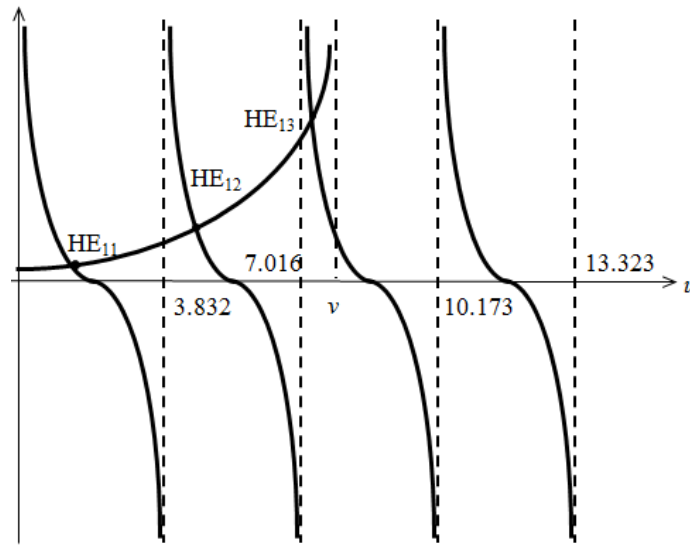


Figura 1.6 Solución gráfica para las constantes de propagación de los modos EH y HE

El modo HE_{11} siempre existirá sin importar el valor de v y es por esto que a éste se le considera como el modo fundamental de la fibra óptica. El porqué de la existencia de este modo fundamental se explica en la siguiente sección.

1.2.3 Aproximación de guía débil

En el análisis de la propagación de señales ópticas dentro de guías de ondas existe un método que simplifica el cálculo de las ecuaciones de propagación con una aproximación válida para resultados experimentales. La descripción exacta de los modos dentro de las fibras ópticas es matemáticamente muy compleja debido a que existen seis componentes para los modos híbridos EH_{li} y HE_{li} [5]. La simplificación del análisis de estas fibras es posible gracias a que en la gran mayoría de las fibras usadas para aplicaciones prácticas, los materiales del núcleo tienen un índice de refracción ligeramente mayor a aquél de la cubierta. Otra forma de expresar esto es así: $n_1 \approx n_2$ por lo que $n_1 - n_2 \ll 1$. Al realizar esta simplificación sólo es necesario considerar cuatro componentes del campo y además es

posible utilizar coordenadas rectangulares en lugar de polares cilíndricas. Utilizando esta simplificación la Ecuación (1.17) se reduce a lo siguiente [3]

$$\frac{J'_l(u)}{uJ_l} + \frac{K'_l(w)}{wK_l(w)} = \pm l \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (1.19)$$

Ésta ya no es una ecuación cuadrática y tiene la mitad de soluciones que la Ecuación (1.17). El signo positivo (+) corresponde a modos EH; el signo negativo (−) corresponde a modos HE. Utilizando identidades para las funciones de Bessel y la condición de aproximación de guía débil, la Ecuación (1.19) se reduce a una ecuación de valor propio para los modos en que $l=0$ (TE y TM) y $l \neq 0$ (EH y HE) [3].

$$\text{TE y TM: } \frac{uJ_0(u)}{J_1(u)} = -\frac{wK_0(w)}{K_1(w)} \quad (1.20)$$

$$\text{EH: } \frac{uJ_l(u)}{J_{l+1}(u)} = -\frac{wK_l(w)}{K_{l+1}(w)} \quad (1.21)$$

$$\text{HE: } \frac{uJ_{l-2}(u)}{J_{l-1}(u)} = -\frac{wK_{l-2}(w)}{K_{l-1}(w)} \quad (1.22)$$

Si se utilizan las identidades las identidades $J_{-1}(u) = -J_1(u)$ y $K_{-1}(w) = -K_1(w)$ y se sustituye el valor de $l = 1$ en la Ecuación (1.19) se puede obtener una ecuación de valor propio para el modo HE_{11} . La frecuencia de corte normalizada de cada modo se obtiene a partir de las ecuaciones anteriores. Esta es la frecuencia a partir de la cual dicho modo puede propagarse en la fibra óptica y se define así:

$$v_{cte} = \begin{cases} j_{0,i} & \text{modo TM}_{0i} \text{ y modo TE}_{0i} \\ j_{l,i} & \text{modo EH } (l = 1, 2, 3, \dots) \\ 0 \text{ y } j_{1,i-1} & \text{modo HE}_{1i} \\ j_{l-2,i} & \text{modo HE}_{li} \text{ } (l = 2, 3, 4, \dots) \end{cases} \quad (1.23)$$

$j_{l,i}$ representa el i -ésimo cero de la función de Bessel de primer tipo de orden l , excepto 0. Si se desea tener una fibra óptica monomodo se debe cumplir la siguiente condición:

$$v < j_{0,1} = 2.405 = v_c \quad (1.24)$$

donde v es la *frecuencia normalizada* definida y v_c es la *frecuencia de corte normalizada para la fibra monomodo*. El único modo que cumple esta condición (con una frecuencia de corte menor a 2.405) es el modo HE_{11} , cuya frecuencia de corte es cero, y es por esta razón que este es el modo fundamental de la fibra óptica. Para la aproximación de guía débil es posible volver a usar coordenadas cartesianas pues el análisis se simplifica. Las

componentes del campo eléctrico en el núcleo para el modo HE₁₁ pueden obtenerse a partir de las Ecuaciones (1.9), (1.13) y (1.14), y usando la aproximación de guía débil se reducen a lo siguiente:

$$E_z = A_1 J_1 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \begin{cases} \cos \theta \\ \text{sen } \theta \end{cases} \quad (1.25)$$

$$\begin{cases} E_x = -j \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \\ E_y = 0 \end{cases} \quad (1.26)$$

$$\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = -j \frac{\beta a_1}{u} A_1 J_0 \left(\frac{ur}{a_1} \right) \end{cases} \quad (1.27)$$

Se puede observar que las Ecuaciones (1.26) y (1.27) describen una polarización lineal en x y y respectivamente, y que el modo HE₁₁ puede descomponerse en dos dependiendo si se usa la parte superior de la Ecuación (1.25) o la parte inferior. Los modos simplificados pueden entonces ser obtenidos por la superposición de dos modos degenerados de la solución exacta vista en la sección 1.2.2 [5]. A estos modos simplificados se les llama modos linealmente polarizados o modos LP. Para obtener una ecuación de valor propio general para estos modos se utiliza un parámetro definido como p de la siguiente forma:

$$p = \begin{cases} 1 & \text{modos TM y TE} \\ l+1 & \text{modo EH} \\ l-1 & \text{modo HE} \end{cases} \quad (1.28)$$

Utilizando el parámetro p , las Ecuaciones (1.20) – (1.22) se modifican para que los modos con un mismo parámetro p (TM/TE, EH o HE) satisfagan una sola ecuación de valor propio.

$$\frac{u J_{p-1}(u)}{J_p(u)} = - \frac{w K_{p-1}(w)}{K_p(w)} \quad (1.29)$$

La Ecuación (1.29) corresponde entonces a los modos LP, los cuales son una superposición de los modos HE _{$l+1,i$} y EH _{$l-1,i$} . Los valores propios de la Ecuación (1.29) se denotan por β_{li} donde $l = 1, 2, \dots$ es el orden de la función de Bessel e $i = 1, 2, \dots$ indica la i -ésima raíz de la ecuación. Es por esta razón que los modos linealmente polarizadas se denotan LP _{li} y normalmente se conocen como *modos escalares*. El modo fundamental exacto HE₁₁ tiene una constante de propagación β_{01} por lo que el modo HE₁₁ corresponde al modo fundamental simplificado LP₀₁. Los modos LP se obtienen mediante un análisis más

sencillo que simplifica el análisis de la propagación de la luz en la fibra óptica y los métodos de análisis utilizados en LPFGs. Los modos LP se conforman principalmente de sus componentes transversales para campo eléctrico y campo magnético.

El índice de refracción efectivo es el índice de refracción que experimenta un modo al propagarse por un medio y cuantifica el cambio de fase de una onda que se propaga en la fibra óptica. Existe un índice de refracción efectivo para cada modo que se propaga en la fibra a una determinada longitud de onda. Se obtiene de la siguiente forma:

$$n_e = \frac{\beta_{li}}{k_0} \quad (1.30)$$

A partir del índice efectivo se obtiene la constante de propagación normalizada b , dada por:

$$b = \frac{n_e^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.31)$$

En la Figura 1.7 se observa la gráfica de la constante de propagación normalizada en función de la frecuencia normalizada para varios modos LP. El valor de v para el cual b es cero, corresponde al valor de la frecuencia de corte para cada modo. Se puede comprobar que el modo fundamental LP₀₁ (que corresponde al HE₁₁) tiene una frecuencia de corte nula por lo que siempre se propaga comprobando gráficamente la condición para fibra monomodo de la Ecuación (1.24) pues la frecuencia de corte normalizada del siguiente modo (LP₁₁) corresponde a 2.405. La aproximación de guía débil y los modos LP son una herramienta muy útil en el análisis de la propagación de la luz en la fibra óptica. En el análisis de LPFGs se utiliza esta aproximación.

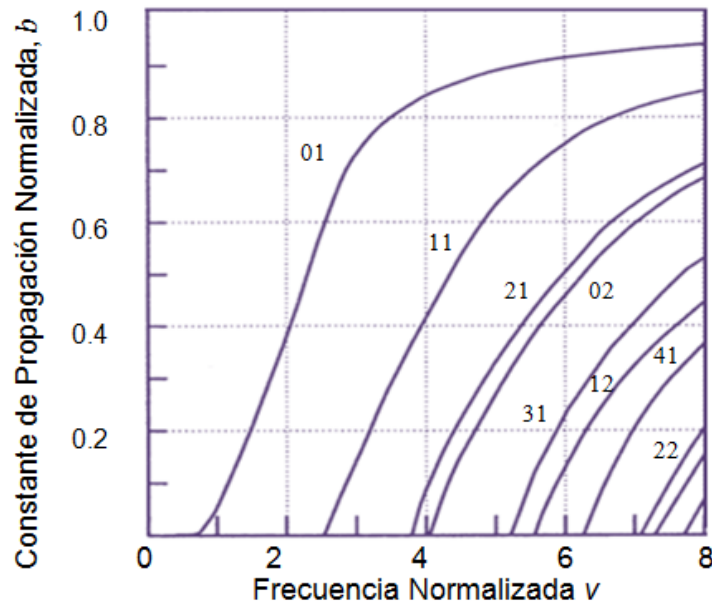


Figura 1.7 Constante de propagación normalizada en función de la frecuencia normalizada para modos LP

1.3 Métodos de análisis de rejillas de período largo

La aparición de las rejillas de Bragg impulsó el estudio sobre el análisis de estos dispositivos para poder diseñarlos de forma precisa. Mediante el análisis de las rejillas fue posible obtener expresiones analíticas, ecuaciones y parámetros que determinan el comportamiento de la luz al interactuar con estas rejillas. Basándose en la teoría existente (ver Sección 1.2) se pudo obtener la respuesta de las rejillas a partir de parámetros como amplitud, fase, período de modulación del índice de refracción, longitud de la rejilla, entre otros. A partir de este análisis fue posible diseñar nuevos tipos de rejillas más complejas para que conseguir determinadas características espectrales.

Desarrollos recientes han hecho posible la creación de distintas estructuras periódicas y aperiódicas, de distintos comportamientos. Esta sección expone los distintos enfoques y métodos de análisis de rejillas de fibra óptica. Estos métodos de análisis son la base para las simulaciones y modelos del comportamiento del campo electromagnético en las LPFGs.

1.3.1 Teoría de modos acoplados

La teoría de modos acoplados parte de la teoría de propagación de la luz descrita en la sección anterior. A partir de esta teoría se obtiene un conjunto de ecuaciones de acoplamiento que considera la interacción entre los distintos modos que se pueden propagar dentro de una guía de onda, incluyendo modos del núcleo y de la cubierta. Este conjunto de ecuaciones puede ser simplificado para sólo considerar los modos relevantes para el análisis de acoplamiento. Ya sean modos de propagación codireccionales (con misma dirección) o contradireccionales (con dirección contraria), se pueden obtener ecuaciones simplificadas que definen el acoplamiento entre estos modos. En el caso de las LPFGs, los modos relevantes son el modo fundamental del núcleo y los modos de propagación de la cubierta propagándose en la misma dirección. Cabe mencionar que sólo las rejillas uniformes presentan soluciones analíticas; para el resto de las rejillas es necesario obtener una solución numérica de las ecuaciones diferenciales [6].

Una descripción más detallada de la teoría de modos acoplados, fundamental para el análisis de las rejillas de período largo, es incluida en el Capítulo 2 de esta tesis.

1.3.2 Matriz fundamental

Las rejillas no uniformes o de una complejidad mayor a las rejillas uniformes presentan variaciones de período, amplitud, fase o inclinación que no permiten que puedan ser analizadas con la teoría de modos acoplados como una sola rejilla uniforme. Existe un método conocido como método de matriz fundamental (o Matriz F), basado en la teoría de modos acoplados que permite el análisis de rejillas de período largo complejas. Este análisis se realiza dividiendo la rejilla en secciones, las cuales tienen una longitud mucho mayor que el período de modulación del índice de refracción más grande. La variación del índice en cada una de estas secciones es tal que permite que cada una de estas secciones

pueda considerarse como una rejilla uniforme. Cada sección es entonces descrita por una matriz fundamental, obtenida a partir de resolver las ecuaciones de acoplamiento de acuerdo a la teoría de modos acoplados y a las condiciones de frontera correspondientes. De esta forma la respuesta total de la rejilla se obtiene mediante el producto de cada una de las matrices de cada sección y esto forma una matriz global mediante la cual se puede aproximar bastante la respuesta real de estas rejillas [1]. Este método se puede utilizar en el análisis de rejillas uniformes, no uniformes y rejillas largas.

1.3.3 Otras técnicas de análisis

Existen otros métodos que pueden usarse para el análisis de LPFGs aunque éstos tienen usos específicos y normalmente fueron desarrollados para el análisis de rejillas de Bragg. El *método de índice efectivo o EIM* (por sus siglas en inglés) modela ondas guiadas en forma vectorial y también divide una rejilla en secciones para formar una matriz global a partir de matrices individuales. Esta técnica se usa para rejillas de longitud en el orden de unos milímetros pues el cómputo relacionado con rejillas de longitud en el orden de centímetros puede llegar a ser complicado por lo que el cálculo de LPFGs con éste método puede tomar bastante tiempo [2].

La teoría de Bloch o *análisis de ondas Bloch* puede usarse para el análisis de rejillas de período largo complejas. Este enfoque es exacto y analiza las ondas Bloch que son los modos propios en la propagación a través de rejillas en guías de onda. La desventaja de este método es su complejidad para analizar rejillas no uniformes. Otro método propuesto por Rouard sustituía cada sección de la rejilla por un valor de reflexión y fase para luego usarlos en un método de matriz fundamental. Otras técnicas menos usadas, que no se explicarán a detalle, son el método de tiempo discreto, la formulación hamiltoniana para ecuaciones de ondas acopladas y la técnica variacional para rejillas no uniformes. Estas técnicas no son relevantes para el tema de esta tesis y normalmente tienen su aplicación en rejillas de Bragg pero existe literatura dedicada a estas técnicas [1,2].

1.4 Técnicas de fabricación de rejillas de período largo en fibra óptica

La fotosensibilidad en las fibras ópticas fue el inicio del desarrollo de tecnologías de fabricación para rejillas de fibra óptica. La fotosensibilidad se refiere al cambio permanente de índice de refracción de una fibra óptica cuando ésta se expone a luz con una determinada longitud de onda e intensidad. Esta propiedad fue estudiada para desarrollar rejillas de Bragg en un principio aunque después se usó para el desarrollo de LPFGs. Al exponer la fibra a luz ultravioleta (UV) se encontró que las fibras, específicamente las dopadas con germanio, reaccionaban con un cambio permanente del índice de refracción después de la exposición. Este método fue desarrollado y perfeccionado hasta convertirse durante varios años en el método de fabricación más usado.

Las técnicas de fabricación, en un principio, se limitaron a la exposición de la fibra a la luz UV, pero con la incursión de las LPFGs, que requieren de una menor precisión, hubo mayor interés en diversificar las tecnologías de fabricación. En recientes años se han desarrollado nuevas tecnologías de fabricación para las LPFGs. Cada una de estas tecnologías presenta ventajas con respecto a los métodos anteriores, aunque algunas tienen características que las hacen útiles sólo para determinadas aplicaciones.

1.4.1 Irradiación con láser ultravioleta

Es la tecnología más estudiada a la fecha para la fabricación de rejillas, tanto de período largo como de Bragg. Los dispositivos ópticos se fabrican principalmente con este método. La formación de estas rejillas se basa en la fotosensibilidad. Las fibras ópticas más usadas para esta técnica son las fibras dopadas con germanio debido a su alta fotosensibilidad. Esta tecnología abarca distintos métodos de fabricación para distintos tipos de rejillas.

El descubrimiento y demostración de esta tecnología se dio por Hill et al. [7] cuando observaron que al irradiar la fibra (dopada con germanio) con un láser de luz UV, la intensidad de luz reflejada aumentaba hasta reflejar casi por completo la luz. Después se utilizaron láseres a menores longitudes de onda (la mitad) con lo que se pudo utilizar este método con longitudes de onda que no estuvieran en el rango visible, aunque estos nuevos métodos ya utilizaban una inscripción externa de las rejillas. El interés en este tema permitió que se desarrollaran distintas técnicas mediante la irradiación de luz UV. Conforme hubo más investigación en el tema se desarrollaron técnicas más sencillas, eficientes y precisas para la inscripción de rejillas en fibra óptica mediante la irradiación de luz UV [8]. Esta tecnología de fabricación involucra puntos de defecto a los que se les conoce como *centros de color* que provocan pérdidas en la transmisión debido a sus bandas de absorción por lo que deben ser considerados en el análisis de rejillas [1].

La magnitud del cambio en el índice de refracción con este método depende de varios factores como la longitud de onda, la intensidad, dosis total de radiación, composición del material del núcleo de la fibra y el procesamiento de la fibra antes de la exposición a la luz UV. Hay distintos procesos de fabricación de rejillas que utilizan la exposición a la luz UV que se pueden clasificar dependiendo del tipo de inscripción (interna o externa).

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	1×10^{-3}
		Sílice Fundida	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}

Tabla 1.1 Bandas UV de excitación utilizadas en la fabricación de rejillas de fibra óptica

Hay distintas bandas de luz UV utilizadas en la fabricación de rejillas de fibra óptica. El uso de cada banda depende del tipo de exposición que se realiza (interna o externa), el material de la fibra y el cambio de índice que se desea. La Tabla 1.1 muestra estas distintas bandas y su efecto en la magnitud del cambio del índice de refracción [1].

Inscripción Interna

Este método fue mencionado antes y fue el utilizado por Hill et al. [1] cuando se demostró el funcionamiento de las rejillas en 1978. Esta técnica utilizaba un láser de argón ionizado a 488 nm con el cual se irradiaba la fibra óptica dopada con germanio. La luz coherente que se propagaba por la fibra interfería con una pequeña cantidad de luz reflejada por el extremo terminal de la fibra produciendo un patrón de onda estacionaria que formaba una rejilla en el núcleo de la fibra debido a los puntos de alta intensidad que modificaban permanentemente el índice de refracción del núcleo. Se le conoce como inscripción interna porque para grabar la rejilla, la luz se irradia por el núcleo de la fibra de forma interna a diferencia de los métodos en los que la fibra es expuesta a la luz sin propagación interna.

Una desventaja de este método es que la rejilla debía tener una longitud de unas decenas de centímetros para tener un espectro de reflexión útil debido a que el cambio en el índice de refracción era muy pequeño [2]. Actualmente estas rejillas han caído en desuso pero es importante mencionarlas debido a su importancia en el desarrollo de rejillas de fibra óptica.

Técnica de Fabricación Interferométrica

Este método fue probado por primera vez por Meltz et al. [9] en 1989 y también es conocido como Técnica Holográfica Transversal. Fue de los primeros métodos de inscripción externa en probarse. Se le conoce así porque un haz de luz UV se divide en dos haces mediante un dispositivo (conocido como interferómetro) y después estos dos haces se dirigen con la ayuda de dos espejos a un mismo punto de la fibra. Estos haces, al interferir entre sí, producen un patrón que graba una rejilla con modulación periódica en la fibra. Un esquema de este método puede observarse en la Figura 1.8.

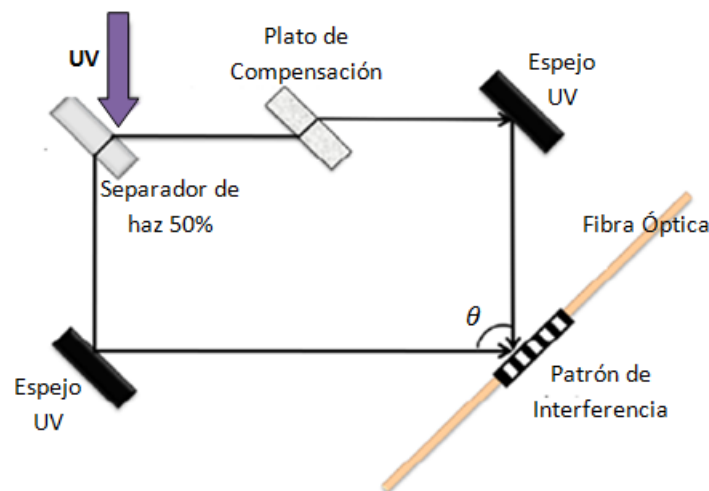


Figura 1.8 Técnica de Fabricación Interferométrica (con separadores de amplitud)

Existen dos tipos de interferómetros, los divisores de amplitud y los divisores de frente de onda, aunque los primeros son los más usados para la fabricación de rejillas y son en los que nos enfocamos por ahora. El ángulo θ entre los haces es importante para determinar la longitud de onda de Bragg de la rejilla como se muestra en la siguiente ecuación [2]

$$\lambda_{Bragg} = \frac{n_e \lambda_{UV}}{n_{UV} \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (1.32)$$

donde n_e es el índice efectivo del haz en la fibra, λ_{UV} es la longitud de onda de radiación y n_{UV} es el índice de refracción de la sílice para la luz UV. Si se analiza la ecuación se puede ver que la longitud de onda de Bragg puede variar desde λ_{UV} hasta infinito. La principal desventaja de este método es la susceptibilidad a vibraciones mecánicas ya que desplazamientos en el orden de micrones en cualquier componente del interferómetro pueden hacer que se desvanezca la rejilla. Por esta razón rejillas de calidad sólo pueden ser producidas si se usa un láser con buena coherencia temporal y espacial, así como estabilidad en la potencia de salida y longitud de onda [1].

Técnica de Máscara de Fase

Este método utiliza un elemento óptico de difracción (conocida como máscara de fase) para modular espacialmente la inscripción del haz de luz UV. La máscara de fase puede ser considerada por sí misma como una rejilla de relieve formada por surcos en un plato de sílice y que es transparente a la luz UV. Las características más importantes de estas máscaras son la relación marca-espacio de los surcos así como la profundidad de los mismos. Cuando el haz de luz UV incidente entra en contacto con la máscara de fase, el haz de luz se difracta en distintos ordenes de difracción $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ y parte del haz también se transmite. Los órdenes de difracción satisfacen la siguiente ecuación de acuerdo con el período de la máscara de fase Λ_{pm} (por sus siglas en inglés ‘phase mask’) [2]

$$\Lambda_{pm} = \frac{m \lambda_{UV}}{\left(\sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i \right)}, \quad (1.33)$$

donde $\theta_m/2$ es el ángulo del orden difractado, λ_{UV} la longitud de onda y θ_i el ángulo del haz UV incidente. Mientras el período de la rejilla Λ_{pm} se encuentre entre λ_{UV} y $\lambda_{UV}/2$, la onda incidente se difracta sólo en un orden ($m = -1$) y el resto del haz permanece en el haz transmitido ($m = 0$). Si el ángulo de incidencia $\theta_i = 0$ entonces el haz UV se divide en los órdenes $m=0$ (onda transmitida) y ± 1 . Los órdenes son los que provocan un patrón de interferencia en el núcleo de la fibra que inscribe una rejilla en la fibra. Normalmente se usan dos espejos paralelos como se muestra en la Figura 1.9 para concentrar este patrón de interferencia cuyo período Λ_g corresponde al período de la rejilla de fibra óptica.

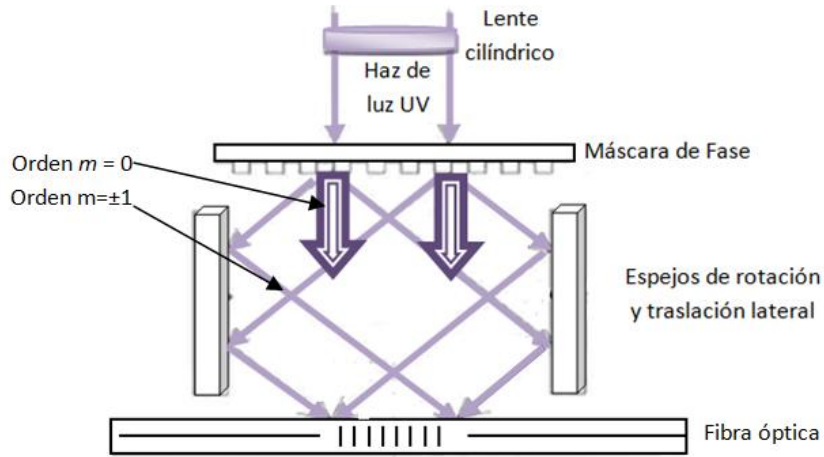


Figura 1.9 Técnica de Máscara de Fase

El período Λ_g depende del ángulo de difracción [2] de acuerdo con la siguiente ecuación

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (1.34)$$

Claro que para la fabricación de estas rejillas se debe considerar la longitud de onda de Bragg λ_{Bragg} a la que se desea que ocurra el acoplamiento o la reflexión. Es por esto que el período de la máscara de fase Λ_{pm} (del cual depende Λ_g) depende directamente de la λ_{Bragg} deseada para la rejilla en la fibra. La siguiente ecuación determina el valor de Λ_{pm} para una λ_{Bragg} deseada y determina el período de la rejilla inscrita en la fibra [2].

$$\Lambda_g = \frac{N \lambda_{Bragg}}{2 n_e} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (1.35)$$

N es un entero mayor a cero que indica el orden del período de la rejilla. Es importante mencionar también que para que la rejilla sea grabada apropiadamente el orden $m=0$ debe ser nulificado de alguna forma., para que esto ocurra la relación marca-espacio debe ser de 1:1 o bien la máscara de fase debe tener una forma senoidal.

Fabricación punto por punto

Esta técnica, como su nombre lo indica, consiste en inducir los cambios en el índice de refracción en los planos de la rejilla uno por uno. En este caso se utilizan pulsos de luz UV que se hacen pasar a través de una máscara con una rendija. También se utiliza un lente que se utiliza para enfocar la luz del pulso que pasa por la rendija de la máscara hacia el núcleo de la fibra desde un costado. Para poder inscribir el resto de la rejilla en la fibra es necesario mover la fibra la distancia correspondiente al período de la rejilla para realizar el proceso nuevamente. Es decir, tiene que haber una traslación de la fibra en dirección paralela al eje longitudinal de la fibra para realizar otra irradiación de un pulso de luz UV.

En este método se depende mucho de la precisión y estabilidad del sistema de traslación utilizado para mover la fibra para tener un grabado exitoso. Este tipo de fabricación puede ser más tardado y laborioso que los anteriores pero la gran ventaja que presenta es la flexibilidad para cambiar los parámetros de la rejilla, tales como longitud, período y respuesta espectral. Es por esto que este método es utilizado cuando se desea tener rejillas no uniformes o de período variable. Otra ventaja es que la intensidad de los pulsos puede cambiar en cada punto para tener una respuesta espectral determinada y esto es muy útil para lograr la apodización. Esto es posible variando la magnitud del cambio del índice de refracción en determinados puntos.

1.4.2 Exposición a láser de dióxido de carbono

Este método se basa en la acción termal de un láser de CO₂ sobre la fibra óptica utilizando la técnica de punto por punto. Estos pulsos de láser se emiten con una potencia de alrededor de 0.5 W, una duración de 300 ms y tienen una longitud de onda alrededor de 10.6 μm. Este método fue propuesto por Davis et al. [10] en 1998. Aunque en un principio se propuso sólo la exposición asimétrica, ya hay métodos basados en la exposición simétrica al láser por medio de rotación de la fibra [11] o utilizando reflectores para una exposición más uniforme y de forma sencilla [12].

Hay distintos mecanismos mediante los cuales se explica el cambio en el índice de estas rejillas (ver Sección 1.5), aunque la principal razón son las tensiones inducidas al exponer la fibra al láser de CO₂. La disminución del índice en el núcleo depende de esta tensión inducida al grabar la rejilla y puede llegar a ser de 8.5×10^{-4} . Actualmente existe mucha investigación en esta tecnología para determinar los mecanismos de cambio de índice de refracción efectivo así como distintas fibras que pueden usarse para fabricar este tipo de rejillas.

La gran ventaja de esta técnica sobre la irradiación de luz UV es el costo que tienen los láseres de CO₂, el cual es mucho menor a un láser de luz UV, además de una amplia gama de fibras que se pueden usar con este método. Este tipo de rejillas también han mostrado ser muy estables a temperaturas ambientales de hasta 1200°C [13]. Por estas razones, esta es la tecnología alternativa de mayor crecimiento en los últimos años aunque presenta un alto grado de complejidad. Se han encontrado distintas aplicaciones para esta tecnología por lo que el encontrar un modelo general para este tipo de rejillas es relevante.

1.4.3 Exposición a un arco eléctrico

En este método la fibra es expuesta a la acción de un arco eléctrico emitido por un par de electrodos colocados sobre la fibra óptica. Este método es sencillo y tiene un bajo costo. La fibra debe ser trasladada (como en la fabricación punto por punto) una longitud periódica para poder crear la rejilla. Asimismo, el control de la corriente de entrada en el arco es determinante para el éxito y fabricación de la rejilla. Este tipo de rejillas dependen de 3 parámetros principalmente: la potencia del arco eléctrico, el tiempo de exposición y la

tensión aplicada sobre la fibra. En este método se utiliza una empalmadora para generar el arco eléctrico sobre la fibra cuya posición se determina mediante una etapa de posicionamiento lineal de precisión o EPLP. Adicionalmente, se puede agregar un peso (con una polea) en el otro extremo de la fibra para aplicar una tensión. Este proceso puede monitorearse colocando una fuente de luz blanca y un analizador de espectro en los extremos de la fibra, para poder observar la existencia del acoplamiento al fabricar la LPFG. En el CIO (Centro de Investigaciones en Óptica) en León, Guanajuato se fabrican rejillas utilizando este método. La Figura 1.10 muestra la configuración para este proceso de fabricación.

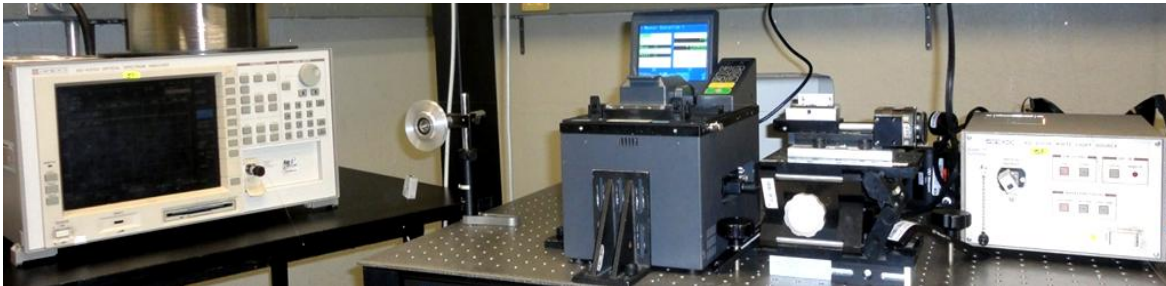
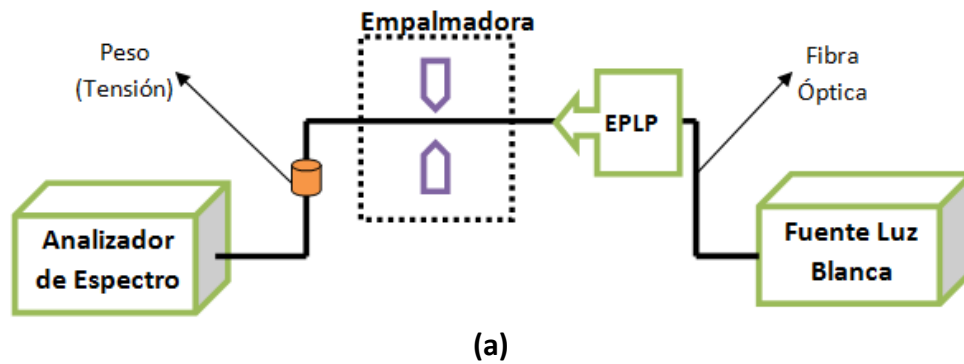


Figura 1.10 Fabricación de LPFGs mediante arco eléctrico **a)** Esquema de una configuración posible
b) Configuración real utilizada en el CIO

Existen distintos tipos de rejillas que se pueden formar con este método [14] dependiendo de la corriente de entrada, de la potencia en el arco eléctrico y de la tensión aplicada a la fibra. De esta forma pueden fabricarse LPFGs con distintos mecanismos para inducir el cambio del índice efectivo de los modos en la fibra como modulación del índice o radio de la fibra óptica. Estos mecanismos son explicados en la siguiente sección.

En el Capítulo 4, se comparan los resultados obtenidos del modelo descrito en esta tesis con resultados experimentales de rejillas fabricadas en el CIO con esta técnica de fabricación. Las características específicas de estas rejillas, así como más detalles del proceso de fabricación, se describen en el Capítulo 4.

1.4.4 Grabado químico

La fibra óptica es cubierta con capas delgadas de metal espaciadas uniformemente a lo largo de la fibra rodeando sólo ciertas partes de la misma. Después, se sumerge la fibra en una solución ácida (ácido hidro-fluórico) provocando que las secciones descubiertas reduzcan su diámetro de cubierta y se genere una estructura corrugada. De esta forma, la rejilla tiene regiones grabadas, con un diámetro menor al diámetro original de la fibra, intercaladas periódicamente (el período depende del espaciamiento de las capas de metal) a lo largo de la fibra. Las rejillas fabricadas con este método, por si solas, tienen pérdidas resonantes muy bajas, pero si se aplica tensión a la estructura corrugada hay una variación de tensión periódica (debido al grabado químico de la rejilla) y se induce una variación considerable del índice de refracción efectivo debido al efecto fotoelástico (ver Sección 1.5.1) lo que produce resonancias de mayor profundidad [15].

1.4.5 Inducción mecánica

Estas rejillas se crean modificando mecánicamente la estructura de la fibra para variar el diámetro de la fibra y su índice efectivo. Técnicamente, es muy simple y además es muy barato. Para realizar la inducción mecánica se coloca sobre un plato plano un arreglo paralelo de varillas de grafito de 700 μm sobre el cual se coloca la fibra óptica (perpendicular a las varillas) seguido de otro plato plano sobre el cual se ejerce presión. Al aplicar presión, la fibra se deforma debido a la tensión lateral provocando microcurvaturas periódicas que funcionan como rejillas de período largo [16]. La ventaja de estas rejillas es que es posible sintonizar la longitud de onda de resonancia así como la intensidad de acoplamiento. Variando el ángulo entre la fibra y las varillas se modifica el período de la rejilla y es posible la sintonización de la misma (en un rango de 200 nm) mientras que variando la presión es posible modificar la intensidad de acoplamiento. Otra forma de aplicar esta técnica es mediante dos estructuras corrugadas que se colocan sobre y debajo de la fibra. La superficie de estas estructuras en contacto con la fibra tiene deformaciones ubicadas uniformemente a lo largo del eje longitudinal de la fibra. Al ejercer presión entre las dos estructuras (con la fibra en medio) se inscribe mecánicamente una LPFG en la fibra óptica. Mediante este método se pueden fabricar LPFGs simétricas. En el CIO, también se desarrollan LPFGs con esta técnica de fabricación.

Existen otros métodos en los que la inducción mecánica es por medio de un resorte como estructura de inducción (en lugar de varillas de grafito) [17] y funciona con el mismo principio que el método anterior. En este caso es posible sintonizar la rejilla estirando o contrayendo el resorte, así como variando la temperatura. Otro método consiste en la tensión inducida en la fibra mediante una estructura corrugada de silicio con la que se realiza un proceso de curación, modificando las tensiones a lo largo de la fibra produciendo una rejilla. Este método es sintonizable por medio de la temperatura. Una aplicación de estas rejillas es para aplanar la ganancia de amplificadores de fibra dopada con erbio o EDFAs (Erbium-Doped Fiber Amplifiers).

1.4.6 Irradiación de la fibra con pulsos ultracortos (femtosegundos)

Kondo et. al [18] demostraron en 1999 que era posible inducir un cambio periódico en el índice efectivo de los modos en el núcleo de una fibra monomodo utilizando esta técnica. Al exponer la fibra (con la técnica punto por punto) a un láser de 200 KHz con pulsos con 120 fs de ancho observaron un aumento de 0.01 en el índice de la fibra. El cambio de índice puede ser inducido en el núcleo y en la cubierta para fibras basadas en sílice, dopadas con germanio o incluso cargadas con hidrógeno, aunque se puede inducir un cambio sólo en el núcleo enfocando el láser en el núcleo. El cambio en el índice se debe a un efecto fotoquímico y también a la excitación de los niveles electrónicos de alta energía. Estas rejillas tienen una alta resistencia a altas temperaturas (estables entre 20 y 500°C) y no experimentan una degradación de su rendimiento.

1.5 Mecanismos de modulación del índice efectivo de los modos

En la sección previa se expusieron distintos métodos de fabricación que existen para las rejillas de período largo de fibra óptica. Cada uno de estos métodos consiste en algún proceso mediante el cual la fibra se expone a algún tipo de luz o a tensiones modificando el índice de refracción efectivo de los modos que se propagan en la fibra. Los mecanismos exactos mediante los cuales ocurre este cambio en el índice de refracción efectivo son objeto de estudio actualmente. Sin embargo, en general existen dos perturbaciones que estimulan este cambio. Estas dos perturbaciones son analizadas en esta sección, además de mencionar los mecanismos ya comprobados que inducen el cambio del índice de refracción efectivo en LPFGs convencionales y fabricadas con métodos alternativos de fabricación.

1.5.1 Modificación del índice de refracción del material

Las rejillas basadas en este mecanismo de modulación tienen una estructura similar a la descrita en la Figura (1.2). Sin embargo, hay que tomar en cuenta que la modulación del índice puede existir tanto en el núcleo como en la cubierta. El primer mecanismo de modificación del índice de refracción descubierto fue la fotosensibilidad para el caso de la exposición de la fibra a luz UV. La fotosensibilidad se refiere a los cambios que presenta la fibra cuando ésta se expone a la luz. La fotosensibilidad responde a mecanismos fotoquímicos, fotomecánicos y termoquímicos. Las fibras con mayor sensibilidad son las dopadas con germanio, aunque las dopadas con europio, cerio y erbio-germanio también presentan menores grados de sensibilidad. Las fibras dopadas con algún material contienen defectos en forma de vacantes de oxígeno las cuales son responsables del cambio en el índice de refracción. La luz irradiada interacciona con el material de la fibra (en procesos llamados de *dos fotones* o de *un solo fotón* [6,7]); cediendo energía, altera la composición original del material de la fibra lo que se traduce en un cambio del índice de refracción.

Existen métodos probados para aumentar la fotosensibilidad, como la *hidrogenación* que consiste en colocar las fibras en hidrógeno gaseoso lo que resulta en la difusión de moléculas de hidrógeno en el núcleo de la fibra. Se han logrado cambios del índice de 0.01

en el núcleo de la fibra debido a las interacciones entre el Ge, H y la luz UV. Otro método para aumentar la fotosensibilidad es el *cepillado con flama* que consiste en exponer la fibra a una flama de hidrógeno y un poco de oxígeno hasta alcanzar los 1700°C, temperatura a la cual el hidrógeno se difunde en el núcleo. Se han logrado cambios del índice de refracción en el orden de 10^{-3} con este último método [1].

Las nuevas tecnologías de fabricación (mencionadas en la sección anterior) dependen de otros mecanismos para la variación del índice de refracción. En el caso de la *irradiación con láser de CO₂* el cambio de índice en la fibra se atribuye a la modificación de tensiones residuales y densificación de la fibra [19]. Las tensiones residuales se componen de tensiones mecánicas, que son tensiones negativas de compresión, y termales, que son tensiones positivas de expansión. Una relajación de estas tensiones provoca una disminución del índice de refracción en el núcleo o en la cubierta. Existen otros mecanismos causados por las variaciones de temperatura, como el observado en las fibras dopadas con boro (B) con el mismo método de fabricación [20]. Los procesos de calentamiento y enfriamiento de la fibra al exponerse al láser de CO₂ provocaban expansión en el núcleo, resultando en regiones de índice de refracción bajo. La fibra después es calentada y enfriada lentamente, lo que resulta en la densificación de la fibra y un incremento en el índice de refracción. La difusión de dopantes como mecanismo para fabricar LPFGs también ha sido investigada [21]. Este mecanismo sólo es posible en fibras dopadas con materiales que poseen un coeficiente de difusión lo suficientemente alto (por ejemplo la fibra de fosfosilicato). Las altas temperaturas pueden causar la difusión de fósforo del núcleo a la cubierta de la fibra modificando el índice de refracción del material.

Las rejillas de período largo fabricadas mediante un *arco eléctrico* responden a distintos mecanismos que definen la clasificación de estas rejillas (ver Sección 1.4.3). En LPFGs fabricadas mediante esta técnica, el principal mecanismo de modificación del índice es la difusión de dopantes en la fibra en arcos inducidos por corrientes altas y moderadas [14].

En las rejillas de período largo fabricadas mediante *grabado químico* el cambio en el índice de refracción se le atribuye al *efecto fotoelástico* en el que un material puede tener más de un índice de refracción dependiendo de la tensión que se aplique al material. Con este método entonces, el cambio del índice depende de la tensión externa aplicada durante la fabricación y este cambio se presenta en el núcleo y en la cubierta [15].

En el caso de *irradiación de la fibra con pulsos ultracortos (femtosegundos)*, el cambio en el índice de refracción se explica mediante el efecto fotoquímico en el que ocurre una excitación de los niveles electrónicos de alta energía, especialmente en las fibras dopadas con Ge. Un proceso de *dos fotones* puede ocurrir con este método generando una excitación cuya energía supera la energía de banda prohibida determinada para el sílice dopado con Ge y produciendo un cambio permanente en el índice de refracción [22].

1.5.2 Modificación del diámetro de la fibra

La modificación del diámetro, ya sea del núcleo, de la cubierta o de ambos, altera de forma permanente la composición y estructura de la fibra y esto afecta de forma significativa la forma en que la luz que viaja por la fibra interactúa con la guía de onda. Este cambio en la interacción resulta en un cambio de índice efectivo de los modos de la fibra óptica. La modificación del diámetro de la fibra provoca un cambio en la distribución del campo de los modos que puede ser la causa de que la modificación del diámetro de la fibra funcione como una rejilla de período largo. Un análisis más detallado de la propagación de modos en LPFGs con modulación del diámetro de la fibra se presenta en la Sección 3.1.2. Dentro de algunos de los métodos mencionados en la Sección 1.4 se presenta una modificación en el diámetro de la fibra que modifica el índice efectivo de los modos y la respuesta espectral de la rejilla.

En las LPFGs fabricadas mediante la *irradiación con láser de CO₂*, las altas temperaturas a las que es expuesta la fibra (de hasta 1700 °C) provocan microdeformaciones en la fibra que son asimétricas y que también pueden provocar un cambio en el índice de refracción [23]. Las LPFGs fabricadas mediante la exposición a un *arco eléctrico* también presentan microcurvaturas en arcos inducidos por corrientes bajas lo que se refleja en una variación del índice efectivo [14]. Estas rejillas presentan modulación del diámetro cuando hay una tensión axial aplicada a la fibra combinada con un tiempo significativo de duración del arco. Estas microdeformaciones en la fibra modifican la respuesta espectral de la rejilla por lo que deben considerarse en el análisis de LPFGs fabricadas con estas tecnologías.

Las rejillas fabricadas mediante *inducción mecánica* presentan una modificación de la geometría de la fibra óptica. Esta deformación ha sido probada como un mecanismo para modificar el índice de refracción efectivo de la fibra y así crear una rejilla de período largo [16,17]. Existen otros métodos en el que la modificación del diámetro es causada al calentar la fibra para ablandarla (reduciendo las tensiones mecánicas) y aplicar presión externa para deformar la fibra.

Los mecanismos para medir exactamente cómo es que el índice de refracción cambia cuando se utilizan estas técnicas de fabricación siguen bajo estudio y son objeto de investigación actualmente. A pesar de esto el cambio del índice de refracción efectivo se puede cuantificar y comprobar cuando existe la modificación de la geometría de la fibra. De esta forma es posible relacionar las características de estas deformaciones a la fibra con las características del acoplamiento entre modos del núcleo y modos de la cubierta.

1.6 Planteamiento del problema

En este primer capítulo se expuso el estado del arte de las rejillas de período largo de fibra óptica, así como las bases sobre las cuales se fundamenta la teoría de las mismas. Las limitantes del método de fabricación basado en la exposición de la fibra a luz UV, como lo son su complejidad, costo y poca variedad de fibras ópticas con las que se puede usar, hacen que las tecnologías alternativas de fabricación adquieran importancia en el ámbito de las comunicaciones ópticas. Las técnicas de manufactura alternativas (tales como la irradiación de la fibra con un láser de CO₂, exposición de la fibra a la acción de un arco eléctrico, el grabado químico, la inducción mecánica y la irradiación de la fibra con pulsos ultracortos de alta intensidad) son en general más simples y menos costosas que la técnica tradicional de radiación UV.

El análisis teórico de la respuesta de las rejillas de período largo inducidas por medio de un láser UV, las cuales tienen una modulación simétrica del índice de refracción en la sección transversal del núcleo de la fibra, está bastante desarrollado y actualmente es un campo que ha madurado lo suficiente. No obstante, aunque los otros métodos de fabricación se han venido usando con mayor frecuencia en los últimos años, hasta el momento ha habido muy escasos trabajos dedicados al análisis y modelado de las rejillas de período largo creadas con estos métodos alternativos de fabricación.

Para el análisis de la respuesta de las LPFGs fabricadas con tecnologías alternativas se deben considerar otros mecanismos de modulación de índice efectivo de los modos de la fibra, así como otros tipos de perturbaciones en la fibra óptica, tales como la modulación del índice de refracción de la cubierta de la fibra y la modulación del diámetro de la fibra. Además, dichas modulaciones no siempre son simétricas. Por esta razón, es necesario un modelo que considere estos distintos mecanismos y las distintas tecnologías mediante las cuales es posible la fabricación de LPFGs.

El objetivo de esta tesis es proponer el desarrollo de un modelo teórico para rejillas de período largo en fibra óptica fabricadas por medio de técnicas alternativas de manufactura. En este modelo, por consiguiente, se debe considerar tanto la modulación simétrica y asimétrica del índice de refracción del núcleo y la cubierta de la fibra como la modulación del diámetro del núcleo y la cubierta de la misma fibra. El modelo tiene aplicaciones directas en el diseño y el análisis de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías, así como en el desarrollo de nuevas aplicaciones y dispositivos ópticos basados en estas rejillas.

CAPÍTULO 2

Análisis de la propagación de ondas en rejillas de período largo convencionales

Para poder diseñar LPFGs es necesario analizar la propagación de la luz dentro de las rejillas para poder determinar la respuesta de las mismas. En el Capítulo 1 se explicó el comportamiento del campo electromagnético y el análisis de la propagación de luz en fibras ópticas. El análisis de rejillas se basa en este análisis y específicamente, en la teoría de modos acoplados, pues el acoplamiento entre modos del núcleo con modos de la cubierta define las características de transmisión y fase necesarias para diseñar LPFGs. En este capítulo se analiza la propagación en LPFGs convencionales las cuales tienen una modulación del índice de refracción sólo en el núcleo.

Existen dos enfoques para analizar las rejillas de período largo a partir de la teoría de modos acoplados. El modelo de dos capas considera sólo dos medios: un núcleo y una cubierta de diámetro infinito o lo suficientemente grande para aproximar el campo de los modos del núcleo a cero. Este modelo está enfocado en analizar la propagación de los modos del núcleo y, debido a que en una transmisión la gran mayoría de la energía viaja por el núcleo, el modelo se aproxima mucho al comportamiento real de propagación. El modelo de tres capas considera un tercer medio que rodea a la cubierta (normalmente es el aire) y es más completo pues se puede obtener también una solución precisa para los modos de la cubierta que no tenían tanta importancia en el primer modelo. El primer enfoque funciona de forma adecuada para la propagación en fibras ópticas pero para las LPFGs, que involucran el análisis de los modos de la cubierta el modelo de tres capas resulta ser más preciso. Existen dos parámetros muy importantes para describir la propagación de ondas en las LPFGs: el índice efectivo de los modos y el coeficiente de acoplamiento, que cuantifica la energía que pasa de modos del núcleo a modos de la cubierta. A partir de estos parámetros es posible simular la respuesta espectral de una rejilla. En este capítulo, se describen los dos enfoques y se comparan los índices efectivos y los coeficientes de acoplamiento obtenidos para cada modelo, para así, comprobar la utilidad de los mismos.

2.1 Teoría de modos acoplados para rejillas de período en fibra óptica

Como se explicó en la Sección 1.2, la teoría de modos acoplados es el método de análisis más usado para la propagación de ondas en rejillas de fibra óptica. Esta teoría puede ser usada para modelar distintos fenómenos y para diseñar aplicaciones que utilizan el acoplamiento de modos. El acoplamiento entre modos se debe a imperfecciones en guías de onda (como es el caso de las rejillas de período largo).

Este método de análisis supone que la excitación de varios modos se presenta debido a fuentes representadas por la amplitud compleja del vector de polarización inducida. Existen

dos formas de acoplamiento: acoplamiento codireccional y contradireccional (presente en rejillas de Bragg). En el caso de las LPFGs, sólo es relevante el acoplamiento codireccional entre el modo fundamental del núcleo (LP₀₁ o HE₁₁) y los modos de la cubierta. Por esta razón, sólo se considera la teoría de modos acoplados para modos de propagación directa.

La teoría de modos acoplados se basa en la excitación de modos debida a la polarización inducida. Considerando la polarización inducida, las ecuaciones de Maxwell se desarrollan para obtener una solución para los campos electromagnéticos excitados. Posteriormente los campos se expanden en términos de los modos que los componen (debido a la ortogonalidad de los modos guiados y de radiación) mediante coeficientes de los modos de propagación directa denominados $a_i(z)$. En este caso, se realiza una normalización de potencia para simplificar el proceso, la cual consiste en suponer que la potencia transmitida por cada modo es $P = 1W$. Desarrollando las ecuaciones de Maxwell para las expansiones de campo, sustituyendo los valores determinados para la polarización P y considerando la normalización de potencia se llega a las ecuaciones de acoplamiento después de desarrollos y simplificaciones. Este procedimiento es descrito de forma completa para un acoplamiento codireccional y contradireccional en distintas referencias [1-3]. En esta tesis se parte de la ecuación de modos acoplados para describir el comportamiento de la luz en una LPFG.

Asumiendo que cada modo de propagación directa (codireccional) tiene una amplitud compleja $A_n(z) = a_n \exp(j\beta_n z)$ y despreciando ondas inversas, la ecuación generalizada de modos acoplados queda reducida a lo siguiente

$$\frac{dA_n}{dz} = -j \sum \{A_m (K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[-j(\beta_m - \beta_n)z]\} \quad (2.1)$$

donde K_{mn}^t y K_{mn}^z son los coeficientes de acoplamiento transversal y longitudinal respectivamente, A_i es la amplitud de los modos de propagación directa, y β_i son las constantes de propagación de los modos. Esta ecuación describe los cambios en las amplitudes de los modos de propagación directa n que resultan de la presencia de otros modos m cerca de una perturbación dieléctrica (por ejemplo, en una LPFG, n representaría al modo del núcleo y m , a los modos de la cubierta) [1]. El coeficiente de acoplamiento transversal K_{mn}^t se define, de forma general, así:

$$K_{mn}^t = \frac{\omega}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \Delta \varepsilon E_{tm} \cdot E_{tn}^* \quad (2.2)$$

donde ω es la frecuencia angular, E_{tm} es la componente transversal del campo eléctrico del modo m y E_{tn} es la componente transversal del campo eléctrico del modo n . El coeficiente de acoplamiento longitudinal K_{mn}^z se desprecia en este análisis debido a que tiene una magnitud de 2 a 4 ordenes menor a K_{mn}^t [4,5]. En la teoría de modos acoplados la perturbación (o el cambio del índice de refracción) se modela con la diferencia de la

constante dieléctrica del material $\Delta\varepsilon$, la cual se relaciona con el índice de refracción de la siguiente forma (asumiendo que la permeabilidad del material es igual a μ_0):

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 \Delta n^2 \quad (2.3)$$

De esta forma, la modulación del índice puede verse como una perturbación de la constante dieléctrica, de la cual depende el coeficiente de acoplamiento en la Ecuación (2.2).

A partir de la Ecuación (2.1) se obtiene la respuesta espectral de una LPFG. Es importante mencionar que el mismo análisis puede realizarse para llegar a una ecuación general para modos de propagación inversa o contradireccional, pero esto sólo es relevante para las rejillas de Bragg. Las ecuaciones generales de acoplamiento son la base del modelo de LPFGs y de los modelos que se plantean en las siguientes secciones. En el análisis de la propagación de la luz en LPFGs convencionales (uniformes y con modulación de índice en el núcleo) sólo es relevante el acoplamiento codireccional que se presenta entre el modo fundamental del núcleo HE_{11} y los modos de la cubierta de orden i pero con misma simetría azimutal HE_{1i} , por lo que la Ecuación (2.1) puede simplificarse a una ecuación más sencilla. En esta simplificación se consideran sólo los modos que tienen una sincronización suficiente para que haya intercambio de energía entre ellos, por lo que pueden despreciarse los términos que tienen una oscilación rápida con respecto a z . Es necesario definir algunos conceptos y variables que se utilizan en esta simplificación.

La variable δ es la desintonización de frecuencia que define la desviación de la sincronización entre modos y que para una rejilla uniforme es

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta_{co} - \beta_{cl,i}) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.4)$$

donde β_{co} y $\beta_{cl,i}$ son las constantes de propagación de los modos entre los que hay acoplamiento y Λ es el período de la rejilla [1]. Si $\delta = 0$, la Ecuación (2.7) se reduce a la condición de Bragg para resonancia en la Ecuación (1.1).

La desviación de la sincronización entre modos también se ve afectada por efectos de auto-acoplamiento de los modos del núcleo y de la cubierta, por lo que se introducen coeficientes de auto-acoplamiento generales σ_r y σ_s , los cuales están dados por

$$\sigma_r(z) = \delta + \sigma_{co}(z), \quad \sigma_s(z) = \delta + \sigma_{cl}(z) \quad (2.5)$$

donde $\sigma_{co}(z)$ y $\sigma_{cl}(z)$ son los coeficientes de auto-acoplamiento de los modos del núcleo y de la cubierta respectivamente. Estos valores son constantes para rejillas uniformes y se calculan con la Ecuación (2.2). Las amplitudes complejas de los modos A_n y A_m de la Ecuación (2.1) se denotan con A y B , respectivamente, y éstas son descritas así [1,3]:

$$A = R \cdot \exp(-j\sigma_r z), \quad B = S \cdot \exp(j\sigma_s z) \quad (2.6)$$

Considerando los efectos de auto-acoplamiento, las Ecuaciones (2.4) – (2.6) y la simplificación antes mencionada, la Ecuación (2.1) se reduce a las siguientes ecuaciones de acoplamiento codireccional entre modo del núcleo y modos de la cubierta:

$$\frac{dR}{dz} = j\sigma_r R(z) - j\kappa(z)S(z) \quad (2.7)$$

$$\frac{dS}{dz} = -j\sigma_s S(z) - j\kappa^*(z)R(z) \quad (2.8)$$

donde $R(z)$ y $S(z)$ son la amplitud del modo del núcleo y la amplitud del modo de la cubierta de orden i , respectivamente, y $\kappa(z)$ es la constante ² de acoplamiento cruzado entre los modos R y S , la cual es independiente de z para rejillas uniformes. En esta tesis, κ se relaciona con el coeficiente de acoplamiento mediante la siguiente expresión [4]

$$K_{mn}^t(z) = 2\kappa(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \quad (2.9)$$

donde Λ es el período de modulación de la rejilla. El factor 2 se incluye en la ecuación para poder sustituir κ directamente en las ecuaciones de acoplamiento (2.7) y (2.8). Esta ecuación se puede entender mejor si se observa la Ecuación (2.19) que define la modulación del índice de refracción del núcleo de la fibra. Es común también utilizar la notación κ_{mn}^t para κ .

Las Ecuaciones (2.7) y (2.8) se pueden resolver para $R(z)$ y $S(z)$ utilizando las condiciones de frontera $R(0) = 1$ y $S(0) = 0$, que representan la propagación inicial del modo fundamental en el núcleo y el acoplamiento nulo con otros modos al principio de la rejilla. A partir de estas soluciones es posible obtener el espectro de transmisión de la LPFG y una expresión para la amplitud del modo del núcleo $R(z)$ de la siguiente forma:

$$R(z) = \frac{\sigma_r - \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2} \exp(j\gamma_1 z) + \frac{\gamma_1 - \sigma_r}{\gamma_1 - \gamma_2} \exp(j\gamma_2 z) \quad (2.10)$$

donde σ_r y σ_s son los coeficientes de autoacoplamiento generales de la Ecuación (2.5) y $\gamma_i = [(\sigma_r - \sigma_s) \pm \sqrt{(\sigma_r - \sigma_s)^2 - 4(\kappa^2 + \sigma_r \sigma_s)}]/2$ con $i = 1$ para el signo (+) e $i = 2$ para el signo (-). Para obtener la respuesta espectral de una LPFG se obtiene el coeficiente de transmisión o coeficiente de transmisión cruzada. El *coeficiente de transmisión* (τ) representa a la amplitud compleja del modo incidente $R(z)$ al final de la rejilla ($z = L$) con respecto a la amplitud al inicio de la misma ($z = 0$), y se calcula de la siguiente forma:

$$\tau = \frac{R(L)}{R(0)} \quad (2.11)$$

² Se le denomina constante por convención, a pesar de que κ puede tener una variación dependiente de z en rejillas no uniformes

El *coeficiente de transmisión cruzada* (τ_x), de forma similar, cuantifica la potencia que pasa del modo del núcleo al modo de la cubierta, y se calcula así: $\tau_x = S(L)/R(0)$. Para obtener la respuesta espectral de la rejilla, se grafica el *coeficiente de potencia de transmisión* ($t = |\tau^2|$) que permite cuantificar las zonas de atenuación en el espectro de la rejilla. Graficando el valor de t contra δ se obtiene el espectro de transmisión de una rejilla de período largo, ya que a cada valor de desintonización δ le corresponde una determinada longitud de onda. La profundidad de las resonancias en el espectro dependen del producto de κL . Una buena aproximación del valor óptimo de este producto se encuentra despreciando los coeficientes de auto-acoplamiento con lo cual la Ecuación (2.10) tiene un mínimo en $\kappa L = \pi/2$; valores de κL menores a $\pi/2$ resultarán en un acoplamiento más débil mientras que valores mayores a $\pi/2$ resultarán en un sobre-acoplamiento que produce pérdidas de fondo, menor profundidad y menor ancho espectral de las resonancias. Esto se comprueba en la Sección 3.3.

Si se sustituye la Ecuación (1.2) que define a la constante de propagación en la Ecuación (2.4), para una rejilla de período largo uniforme, se obtiene que

$$\delta = \frac{\pi}{\lambda} (n_{co} - n_{cl,i}) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.12)$$

donde n_{co} y $n_{cl,i}$ son los índices efectivos para el modo del núcleo y el modo i de la cubierta. Si $\delta = 0$, λ corresponde a la longitud de onda de resonancia o longitud de onda de Bragg definida en la Ecuación (1.5) para una rejilla de período largo uniforme.

A partir de la teoría de modos acoplados se obtienen las Ecuaciones (2.7) y (2.8), y es posible realizar el análisis de la propagación de ondas en rejillas de período largo. Estas ecuaciones muestran el cambio en la amplitud de los modos en función de la deformación $\Delta\epsilon$, la distribución modal de los campos y las amplitudes de otros modos presentes en la guía. Para obtener la constante de acoplamiento cruzado κ y el coeficiente de auto-acoplamiento σ se parte de la Ecuación (2.2) para el coeficiente de acoplamiento y de los índices efectivos de los modos resultantes de la Ecuación (1.17). La distribución modal del campo transversal y los índices efectivos pueden obtenerse mediante el modelo de dos capas o de tres capas. Las siguientes secciones describen cada uno de los enfoques y la diferencia de resultados para los mismos.

2.2 Enfoque de dos capas

El enfoque de dos capas sólo considera dos medios en el análisis de la propagación de ondas en rejillas de período largo: un núcleo con índice de refracción n_1 rodeado por una cubierta infinita con índice n_2 . La Figura 2.1 muestra un modelo de dos capas considerando la estructura de la fibra óptica.

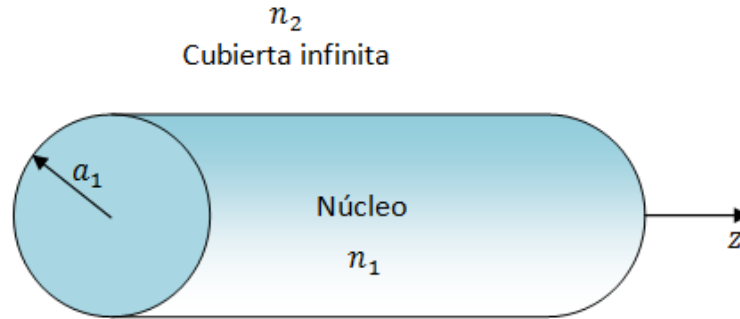


Figura 2.1 Estructura del modelo de 2 capas

Este modelo puede ser usado para el análisis de rejillas de período largo utilizando los modos LP. Esto se debe a que, al considerarse sólo dos índices de refracción, se puede realizar la aproximación de guía débil en la que el medio externo no afecta la propagación de los modos del núcleo. El cálculo de los modos de propagación LP de la cubierta mediante este modelo resulta ser en cierto grado impreciso. Sin embargo, esta aproximación es válida para los modos de la cubierta de bajo orden [5].

2.2.1 Índices efectivos de los modos de la fibra

La Ecuación (1.5) define la longitud de onda de resonancia de una rejilla de período largo a partir del período Λ y de los índices efectivos del núcleo y de la cubierta. Estos índices efectivos dependen de las dispersiones del material y de la guía de onda provocadas por las propiedades intrínsecas de los materiales y la geometría de la fibra óptica. Para poder obtener los índices efectivos es necesario resolver la ecuación de valor propio para la propagación de modos en una fibra óptica de índice escalonado (Ecuación (1.17)) para el modo del núcleo y los modos de la cubierta considerando el modelo de dos capas. Es necesario recurrir a un método numérico para encontrar los eigenvalores que cumplen con la Ecuación (1.17). La primera aproximación a este problema fue descrita por Vengsarkar et al. [6] y se basaba en el modelo de dos capas para obtener los índices efectivos de los modos del núcleo y de la cubierta. Para el cálculo del índice efectivo del modo del núcleo se resuelve la ecuación sólo para el modo fundamental del núcleo HE_{11} , pues sólo éste es relevante para las fibras monomodo en las que se basan las LPFGs. En el cálculo del índice efectivo de los modos de la cubierta se considera una fibra escalonada multimodo y se resuelve la ecuación para los distintos modos de la cubierta con una misma simetría azimutal que el modo fundamental del núcleo (es decir los modos HE_{1i}) [7].

El índice efectivo del modo del núcleo se obtiene considerando que el medio externo no afecta al modo, por lo que sólo se consideran los índices de refracción del núcleo n_1 y de la cubierta n_2 , la cual se supone con radio infinito. Así se puede utilizar la aproximación de fibra de índice escalonado. Para obtener el índice efectivo del modo del núcleo se soluciona la Ecuación (1.17) considerando que la constante de fase normalizada es $u_{co} =$

$a_1\sqrt{k_0^2n_1^2 - \beta_{co}^2}$ y que la constante de atenuación normalizada es $w_{co} = a_1\sqrt{\beta_{co}^2 - k_0^2n_2^2}$. La solución es la constante de propagación β_{co} del modo fundamental del núcleo.

Para el cálculo del índice efectivo de los modos de la cubierta utilizando el modelo de dos capas se desprecia el efecto del núcleo sobre los modos de la cubierta. De esta forma la fibra se considera como una fibra multimodo de índice escalonado compuesta por la cubierta y el medio externo. Bajo esta suposición la fibra multimodo tiene un radio del núcleo a_2 (que en realidad equivale al radio de la cubierta) y un radio de cubierta infinito (medio externo), con un índice del núcleo n_2 e índice de la cubierta n_3 . Al suponer una fibra escalonada multimodo, se toman en cuenta los distintos modos de la cubierta que pueden propagarse. En este caso, la constante de fase normalizada es

$u_{cl} = a_2\sqrt{k_0^2n_2^2 - \beta_{cl,i}^2}$, y la constante de atenuación normalizada es

$w_{cl} = a_2\sqrt{\beta_{cl,i}^2 - k_0^2n_3^2}$, donde $\beta_{cl,i}$ equivale a la constante de propagación del modo de cubierta HE_{li} . A partir de las distintas soluciones de $\beta_{cl,i}$ que se obtienen mediante un método numérico puede obtenerse el índice efectivo de los modos de la cubierta $n_{cl,i}$ mediante la Ecuación (1.17).

La diferencia entre n_2 y n_3 es determinante para saber cuántos modos de cubierta pueden propagarse. Al incrementar el índice externo desde $n_3 = 1.0$ (aire) hasta valores cercanos a n_2 , el índice efectivo de los modos de la cubierta $n_{cl,i}$ aumenta también disminuyendo el valor de las longitudes de onda de resonancia. Este efecto es usado en aplicaciones de LPFGs como sensores. Mientras mayor sea la diferencia entre estos índices, mayor es la frecuencia de corte normalizada y el número de modos que se pueden propagar. Cuando el índice externo $n_3 = n_2$, la cubierta es entonces infinita por lo que no hay propagación de ningún modo de la cubierta bajo este modelo, y en el caso de LPFGs no habría resonancias discretas en el espectro de transmisión.

2.2.2 Coeficientes de acoplamiento

El coeficiente de acoplamiento descrito en la Ecuación (2.2) es proporcional al acoplamiento entre dos modos. Se mencionó previamente el porqué se desprecia el coeficiente de acoplamiento longitudinal, lo que resalta la importancia del coeficiente de acoplamiento transversal. Es conveniente expresar este coeficiente en coordenadas cilíndricas de la siguiente forma [4]:

$$K_{mn}^t = \frac{\omega}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} \Delta\varepsilon(r, z, \phi) E_{tm}(r, z) \cdot E_{tn}^*(r, z) r dr \quad (2.13)$$

donde $\Delta\varepsilon$ es el cambio en la constante dieléctrica y se considera independiente de ϕ . Aquí ya se considera la normalización de potencia de modos a 1 W para facilitar los cálculos.

En el modelo de dos capas, se emplean los modos LP (también conocidos como modos escalares). La aproximación LP es válida para el acoplamiento con modos de la cubierta de orden bajo. Si las componentes de campo eléctrico para modos LP_{0i} en el núcleo y en la cubierta se representan con Ψ_{co} y Ψ_{cl} respectivamente, y se supone que $\Delta\varepsilon$, Ψ_{co} y Ψ_{cl} son independientes a ϕ (pues se trata de una rejilla simétrica convencional), la Ecuación (2.13) se puede expresar de la siguiente forma en coordenadas cilíndricas

$$K_{mn}^t = \frac{\omega}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} \Delta\varepsilon(r, z) \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (2.14)$$

donde $\Delta\varepsilon$ es independiente de ϕ y las componentes transversales del campo eléctrico son independientes de z y ϕ debido a la simetría azimutal de los modos LP_{0i} de la cubierta en LPFGs convencionales. Para los modos del núcleo se considera una cubierta de radio infinito de igual forma que en cálculo de índices efectivos en la Sección 2.2.1. Las componentes transversales de campo eléctrico para el modo LP_{01} del núcleo están dadas por [5]

$$\Psi_{co}(r) = A_{co} J_0(u_{co} r/a_1) \quad r < a_1 \quad (2.15)$$

$$\Psi_{co}(r) = B_{co} K_0(w_{co} r/a_1) \quad r > a_1 \quad (2.16)$$

donde $u_{co} = a_1 \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta_{co}^2}$, $w_{co} = a_1 \sqrt{\beta_{co}^2 - k_0^2 n_2^2}$, y A_{co} y B_{co} son coeficientes del campo eléctrico.

Para las componentes de los modos LP_{0i} de la cubierta se desprecia el efecto del núcleo y sólo se considera una fibra multimodo compuesta por la cubierta y el medio externo (de igual forma que se hizo para la obtención de los índices efectivos). La fibra multimodo de índice escalonado tiene un radio del núcleo a_2 y un radio de cubierta infinito (medio externo), con un índice del núcleo n_2 e índice de la cubierta n_3 . Las componentes transversales del campo eléctrico para estos modos se definen de la siguiente forma:

$$\Psi_{cl,i}(r) = A_{cl,i} J_0(u_{cl} r/a_2) \quad r < a_2 \quad (2.17)$$

$$\Psi_{cl,i}(r) = B_{cl,i} K_0(w_{cl} r/a_2) \quad r > a_2 \quad (2.18)$$

donde $A_{cl,i}$ y $B_{cl,i}$ son coeficientes del campo eléctrico, $u_{cl} = a_2 \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta_{cl,i}^2}$, y $w_{cl} = a_2 \sqrt{\beta_{cl,i}^2 - k_0^2 n_3^2}$. Para el caso de LPFGs convencionales en las cuales hay una modulación simétrica y hay acoplamiento con modos simétricos (LP_{0i}) se pueden considerar las componentes transversales del campo eléctrico independientes de ϕ .

Los coeficientes del campo eléctrico ($A_{co}, B_{co}, A_{cl,i}$ y $B_{cl,i}$) para los modos de la cubierta y el núcleo pueden obtenerse si se supone que cada modo lleva una potencia de 1 W. Esta normalización de potencia para cada modo se expresa así:

$$P_\mu = \frac{n_\mu}{2Z_0} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty \Psi_\mu^2(r) r dr = 1 \text{ W} \quad (2.19)$$

donde n_μ es el índice efectivo del modo μ y Z_0 es la impedancia del vacío.

Como esta sección analiza las rejillas de período largo convencionales se considera exclusivamente una modulación del índice de refracción del núcleo con lo que el índice en el núcleo de la fibra ($r \leq a_1$) se define de la siguiente forma [4]:

$$n_1(z) = n_1 + \Delta n = n_1 \left\{ 1 + v(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \right\} \quad (2.20)$$

donde n_1 es el índice de refracción original del núcleo, Δn es la modulación del índice, $v(z)$ es la envolvente de variación lenta de la rejilla y Λ es el período de la rejilla. Se observa que Δn tiene una componente dc de $n_1 v(z)$ que también corresponde a la amplitud máxima de la modulación senoidal. La magnitud de la modificación del índice de refracción es definida en gran parte por $v(z)$ cuyo valor normalmente es mucho menor a 1 para una LPFG real. Estos valores pueden estimarse dependiendo del método de fabricación usado.

Si se considera que el cambio del índice de refracción en el núcleo es pequeño, la perturbación en la constante dieléctrica definida en la Ecuación (2.3) puede aproximarse a $\Delta \varepsilon = \varepsilon_0 \Delta n^2 \cong 2\varepsilon_0 n \Delta n$ donde n es el índice de refracción original. Esta aproximación es útil para simplificar el cálculo de los coeficientes y si se considera la modulación de la Ecuación (2.20) se reduce a lo siguiente:

$$\Delta \varepsilon \cong 2\varepsilon_0 n \Delta n = 2\varepsilon_0 n_1^2 v(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \quad (2.21)$$

Al sustituye el valor de la Ecuación (2.21) en la Ecuación (2.2), la expresión para el coeficiente de acoplamiento se reduce a lo siguiente [4]:

$$K_{mn}^t = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 v(z)}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (2.22)$$

Si se compara la Ecuación (2.9) con la Ecuación (2.22) se puede entender la notación usada para definir a la constante de acoplamiento cruzado $\kappa(z)$ en la Ecuación (2.6). A partir de estas dos ecuaciones se puede definir el valor de $\kappa(z)$, el cual cuantifica el acoplamiento de una rejilla y se define como

$$\kappa(z) = \frac{\omega \varepsilon_0 n_1^2 v(z)}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (2.23)$$

La constante de acoplamiento cruzado entonces se obtiene al sustituir las componentes transversales del campo eléctrico de los modos del núcleo y de la cubierta en la región del núcleo (pues es en esta región donde ocurre el acoplamiento), considerando también la normalización de potencia de modos a 1W. Al sustituir estas componentes y evaluar las integrales, κ queda definida así:

$$\kappa = \frac{\pi^2 n_1^2 v(z)}{\lambda Z_0} \cdot \frac{a_1^3 a_2^2 A_{cl,i} A_{co}}{(u_{co} a_2)^2 - (u_{cl} a_1)^2} \left[\frac{u_{co}}{a_1} J_1(u_{co}) J_0\left(\frac{u_{cl} a_1}{a_2}\right) - \frac{u_{cl}}{a_2} J_1\left(\frac{u_{cl} a_1}{a_2}\right) J_0(u_{co}) \right] \quad (2.24)$$

Con esta expresión es posible cuantificar el acoplamiento entre modos. Para rejillas convencionales, la modulación es uniforme y $v(z)$ es constante a lo largo de z . Los coeficientes de auto-acoplamiento (σ_{co} y σ_{cl}) también pueden obtenerse a partir de la Ecuación (2.23) sustituyendo la componente transversal del campo eléctrico del modo del núcleo (en el caso de σ_{co}) o de la cubierta (en el caso de σ_{cl}) en la región del núcleo. El coeficiente de auto-acoplamiento del modo de la cubierta σ_{cl} normalmente se desprecia debido a que es mucho menor a κ ³. Sin embargo el coeficiente de auto-acoplamiento del modo del núcleo σ_{co} sí se considera pues produce un desplazamiento en las longitudes de onda de resonancia de la LPFG.

2.3 Enfoque de tres capas

Los modos guiados de la cubierta existen mientras exista un medio (por ejemplo, el aire) rodeando la cubierta con un índice de refracción menor al de la cubierta. Normalmente estos modos se pierden por dispersión y microcurvaturas en la fibra. Por esta razón estos modos normalmente no reciben mucha atención, pero a veces, es necesario obtener la solución de los modos de la cubierta de forma precisa como es el caso de las LPFGs. En el diseño de rejillas de período largo, un modelo de tres capas es necesario para caracterizar los modos de la cubierta y obtener con precisión las resonancias y longitudes de onda de acoplamiento [9].

El modelo de tres capas considera la geometría ‘real’ de la fibra: un núcleo con índice de refracción n_1 y radio a_1 , una cubierta con índice de refracción n_2 y radio a_2 , y un medio externo con índice de refracción n_3 y radio infinito rodeando a la cubierta. Sing et al. demostraron que había una diferencia significativa en las características de propagación obtenidas para el enfoque de dos capas y para el modelo completo de tres capas. Esta diferencia llevaba a errores en el diseño de aplicaciones basadas en LPFGs [8].

³ Cuando se modelan LPFGs con ganancia o atenuación en los modos de la cubierta o casos especiales (como rejillas con $n_3 > n_2$), se considera la parte imaginaria del coeficiente de auto-acoplamiento σ_{cl} .

2.3.1 Índices efectivos de los modos de la fibra

Los índices efectivos obtenidos mediante este modelo tienen una mayor precisión que los obtenidos utilizando el modelo de dos capas. Como se mencionó antes, estos índices efectivos son importantes para determinar la longitud de onda de resonancia definida en la Ecuación (1.5). El procedimiento es similar al modelo de dos capas pues también es necesario resolver la ecuación de valor propio descrita en la Ecuación (1.17) mediante un método numérico. Sin embargo, la derivación de esta ecuación, usando el modelo de tres capas, es un procedimiento largo debido a que los modos de la cubierta son más complicados para este enfoque. El procedimiento y la obtención de los modos exactos pueden encontrarse en la Ref. [9,10]. En esta tesis, sólo se presenta la ecuación de valor propio resultante de dicho análisis para los modos EH_{1i} y HE_{1i} , que se define así

$$\zeta_1 - \zeta_2 = 0 \quad (2.25a)$$

$$\begin{aligned} \zeta_1 = & p_1^2 + 2(2/\pi\alpha_2 u_2^2)^2 (n_2^2/n_1 n_2) x_1 x_2 + (x_1^2 x_2^2 / p_1^2) \\ & \times [(p_1 - s_{21} q_1 / u_2)(K p_1 + s_{23} r_1 / \alpha_2 u_2) - (2n_2^2 / \pi n_1 n_3 u_2^2 \alpha_2)^2] \\ & \times [(p_1 - q_1 / u_2)(K p_1 + r_1 / \alpha_2 u_2) - (2/\pi u_2^2 \alpha_2)^2] \end{aligned} \quad (2.25b)$$

$$\zeta_2 = x_1^2 (p_1 - s_{21} q_1 / u_2)(p_1 - q_1 / u_2) + x_2^2 (K p_1 + s_{23} r_1 / \alpha_2 u_2)(K p_1 + r_1 / \alpha_2 u_2) \quad (2.25c)$$

donde: $p_1 = J_1(u_2 \alpha_2) Y_1(u_2) - J_1(u_2) Y_1(u_2 \alpha_2) \quad (2.26a)$

$$q_1 = J_1(u_2 \alpha_2) Y'_1(u_2) - J'_1(u_2) Y_1(u_2 \alpha_2) \quad (2.26b)$$

$$r_1 = J'_1(u_2 \alpha_2) Y'_1(u_2) - J'_1(u_2) Y'_1(u_2 \alpha_2) \quad (2.26c)$$

$$x_1 = n_1 u_1^2 u_2^2 / \sigma_0 v_{12}^2 \quad (2.26d)$$

$$x_2 = n_3 \alpha_2 u_2^2 w_3^2 / \sigma_0 v_{23}^2 \quad (2.26e)$$

$$J = J_1(u_1) / u_1 J_1(u_1) \quad (2.26f)$$

$$K = K'_1(w_3) / w_3 K_1(w_3) \quad (2.26g)$$

$$\begin{aligned} u_1 = a_1 \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta_{cl,i}^2}, u_2 = a_1 \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta_{cl,i}^2}, w_3 = a_2 \sqrt{\beta_{cl,i}^2 - k_0^2 n_3^2}, \\ v_{12} = a_1 k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, v_{23} = a_2 k_0 \sqrt{n_2^2 - n_3^2}, \end{aligned} \quad (2.26h)$$

$$\sigma_0 = n_{cl,i}, \alpha_2 = a_2 / a_1, s_{21} = n_2^2 / n_1^2, s_{23} = n_2^2 / n_3^2$$

Los índices efectivos de los modos HE y EH corresponden a los valores propios resultantes de la Ecuación (2.25), la cual define una relación de dispersión en la que los índices efectivos $n_{cl,i}$ de cada modo varían en función de la longitud de onda. Se programó un método numérico (Regula-Falsi) para encontrar los valores que satisfagan esta ecuación. Los valores propios pares corresponden al índice efectivo de los modos EH_{1i} y los valores propios impares corresponden al índice efectivo de los modos HE_{1i} . A partir de estos índices efectivos es posible determinar la constante de propagación para cada modo de la

cubierta y así, la distribución modal de los campos transversales en la rejilla de período largo. En la Sección 2.3 se muestran resultados numéricos de la obtención de estos índices efectivos con los modelos de dos y tres capas.

2.3.2 Coeficientes de acoplamiento

El coeficiente de acoplamiento para el modelo de tres capas se obtiene de forma similar a como se obtuvo el coeficiente de acoplamiento para el modelo de dos capas. Gran parte del procedimiento explicado en la Sección 2.2.2 es usado para el modelo de tres capas con algunos cambios que alteran los resultados que se obtienen con este enfoque. Para este caso se utilizan los índices efectivos que se obtienen de la Ecuación (2.25) para el modelo de tres capas. En este caso también se parte de la Ecuación (2.14) pero la distribución del campo para los modos de la cubierta $\Psi_{cl,i}$ será distinta. Esto se debe a que la geometría que se considera en el análisis es distinta para este modelo por lo que cambia la distribución del campo de los modos de la cubierta. Este cambio en la distribución del campo provoca la diferencia de los índices efectivos de los modos entre el modelo de dos y tres capas. La definición del coeficiente de acoplamiento y de la constante de acoplamiento cruzado es la misma que la usada en la Sección 2.2.2 para el modelo de dos capas.

Para el modo LP_{01} del núcleo Ψ_{co} se puede utilizar la descripción usada en el modelo de dos capas, pues el medio externo no afecta la distribución del campo del modo del núcleo., Por esta razón, se utilizan las Ecuaciones (2.15) y (2.16) para describir el campo eléctrico del modo LP_{01} del núcleo. Sin embargo, la distribución del campo de los modos de la cubierta se ve afectada por el medio externo y por el núcleo de la fibra por lo que se deben considerar los tres materiales que componen la estructura principal de la fibra. Para el modelo de tres capas, las componentes transversales de campo eléctrico para los modos de la cubierta LP_{0i} son independientes de ϕ y están dadas por:

$$\Psi_{cl,i}(r) = A_{cl,i} J_0(u_{cl}r/a_1) \quad r < a_1 \quad (2.27)$$

$$\Psi_{cl,i}(r) = B_{cl,i} J_0(\bar{u}_{cl}r/a_1) + C_{cl,i} Y_0(\bar{u}_{cl}r/a_1) \quad a_1 < r < a_2 \quad (2.28)$$

$$\Psi_{cl,i}(r) = D_{cl,i} K_0(w_{cl}r/a_1) \quad r > 2 \quad (2.29)$$

Donde $u_{cl} = a_1(k_0^2 n_1^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $\bar{u}_{cl} = a_1(k_0^2 n_2^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $w_{cl} = a_1(\beta_{cl,i}^2 - k_0^2 n_3^2)^{1/2}$ y $A_{cl,i}$, $B_{cl,i}$, $C_{cl,i}$ y $D_{cl,i}$ son coeficientes del campo eléctrico que se obtienen con la normalización de potencia definida en la Ecuación (2.19).

Se considera una LPFG uniforme con modulación del índice de refracción sólo en el núcleo de acuerdo a la Ecuación (2.20). Utilizando la aproximación para la perturbación en la constante dieléctrica ($\Delta\varepsilon \cong 2\varepsilon_0 n \Delta n$) y la definición de la constante de acoplamiento cruzado, se puede obtener una solución numérica para esta constante para cuantificar el acoplamiento de modos con el modelo de tres capas. Al sustituir en la Ecuación (2.23) las

componentes transversales del campo eléctrico de los modos del núcleo y de la cubierta en la región del núcleo, y evaluar las integrales, se llega a lo siguiente:

$$\kappa(z) = \frac{\pi^2 n_1^2 v(z)}{\lambda Z_0} \cdot \frac{a_1^2 A_{cl,i} A_{co}}{u_{co}^2 - u_{cl,i}^2} [u_{co} J_1(u_{co}) J_0(u_{cl,i}) - u_{cl,i} J_0(u_{co}) J_1(u_{cl,i})] \quad (2.30)$$

A partir de esta expresión es posible definir el coeficiente de acoplamiento para una LPFG convencional utilizando el modelo de tres capas. También es posible obtener la transmisión de potencia en un rango de longitudes de onda lo que nos proporciona la respuesta espectral de una rejilla convencional ya considerando el acoplamiento con modos de la cubierta.

2.4 Simulación de rejillas y comparación de los enfoques de dos y tres capas

La simulación de estas LPFGs convencionales se realizó por medio de un programa basado en métodos numéricos para encontrar los valores que satisfagan las ecuaciones de valor propio para los modelos de dos y tres capas. Para realizar la simulación de la LPFG convencional se consideró una fibra SMF-28 estándar con índice del núcleo $n_1 = 1.448702$, índice de la cubierta $n_2 = 1.444024$, índice externo $n_3 = 1.0$, radio del núcleo $a_1 = 4.1 \mu m$ y radio de la cubierta $a_2 = 62.5 \mu m$. En el programa se definen los parámetros de la fibra y la longitud de onda de operación, que en este caso es de $\lambda = 1.55 \mu m$.

El cálculo de los índices efectivos para los modos de la cubierta se realizó para los dos modelos. Para el modelo de dos capas se parte de la Ecuación (1.17) y la descripción de la Sección 2.2.1, mientras que para el modelo de tres capas se parte de la Ecuación (2.25) para generar la relación de dispersión a partir de la cual se encuentran los índices efectivos de los modos asimétricos de la cubierta. Dentro de las relaciones de dispersión sólo se consideraron las soluciones impares que corresponden a los modos relevantes HE_{1j} .

La Tabla 2.1 muestra los resultados obtenidos para los dos distintos enfoques y la diferencia entre los valores de índice efectivo del modo de la cubierta obtenidos para los dos casos.

Orden i del modo de la cubierta HE_{1i}	$n_{c,i}$ (Modelo de 2 capas)	$n_{c,i}$ (Modelo de 3 capas)	Δ (Diferencia)
1	1.44399298	1.44396814	2.48×10^{-5}
2	1.44386053	1.44378405	7.65×10^{-5}
3	1.4436222	1.44347652	1.46×10^{-4}
4	1.44327786	1.44304943	2.28×10^{-4}
5	1.44282739	1.44250593	3.21×10^{-4}
6	1.44227064	1.44184863	4.22×10^{-4}
7	1.44160744	1.44107973	5.28×10^{-4}
8	1.44083761	1.44020124	6.36×10^{-4}
9	1.43996092	1.43921508	7.46×10^{-4}
10	1.43897718	1.43812317	8.54×10^{-4}
11	1.43788615	1.43692757	9.59×10^{-4}
12	1.4366876	1.43563104	1.06×10^{-3}
13	1.43538125	1.43423734	1.14×10^{-3}
14	1.43396684	1.43274285	1.22×10^{-3}
15	1.43244405	1.43113913	1.30×10^{-3}
20	1.42319189	1.42141891	1.77×10^{-3}
25	1.41116869	1.40884852	2.32×10^{-3}
50	1.30625844	1.30127539	4.98×10^{-3}

Tabla 2.1 Índices de refracción efectivos de los modos de la cubierta para los modelos de 2 y 3 capas

En la Tabla 2.1 se puede apreciar como la diferencia (Δ) entre los índices efectivos calculados con los modelos de dos y tres capas aumenta conforme el orden del modo aumenta. Mientras que para el modo de orden 1, la diferencia es de 2.48×10^{-5} , para el modo de orden 15 la diferencia es de 1.30×10^{-3} , y para el modo de orden 50 llega hasta 4.98×10^{-3} . Si se considera que la amplitud de modulación para una LPFG convencional normalmente se encuentra entre 1×10^{-3} y 1×10^{-4} , esta diferencia ya no es despreciable. Estas diferencias pueden causar errores en el diseño y análisis de LPFGs si se consideran estos índices efectivos para calcular los coeficientes de acoplamiento o la respuesta espectral de las rejillas.

La Figura 2.2 muestra la diferencia en el índice efectivo entre los dos modelos para los modos HE_{1i} de la cubierta en la que se puede observar el aumento en la diferencia. Esto se debe a que la intensidad del campo del modo de la cubierta en el área del núcleo aumenta con el orden del modo, provocando una disminución en el índice efectivo. En el modelo de dos capas (para los modos de la cubierta) se considera que la fibra no tiene núcleo por lo que no disminuye tanto el índice de refracción.

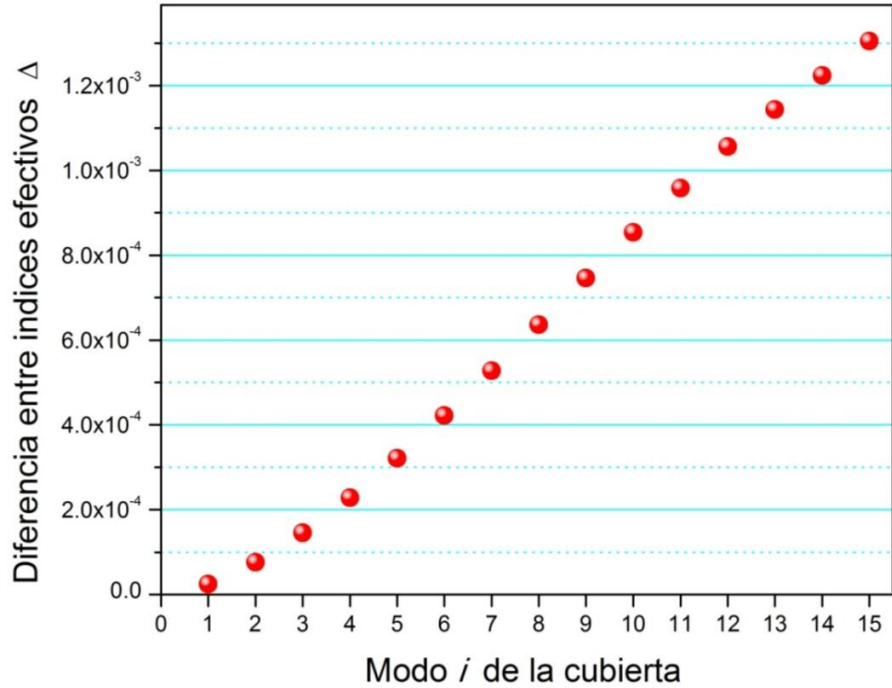


Figura 2.2 Diferencia en el cálculo del índice efectivo entre los dos modelos para los modos de la cubierta i

El coeficiente de acoplamiento también puede obtenerse mediante los modelos de dos y tres capas como se explicó en secciones anteriores. Para una LPFG convencional con modulación uniforme del índice sólo en el núcleo, la constante de acoplamiento cruzado κ es la misma a lo largo de la rejilla. Por esta razón la constante de acoplamiento cruzado nos da una referencia para comparar los modelos de dos y tres capas para las rejillas convencionales que se estudian en este capítulo. Las Ecuaciones (2.24) y (2.30) definen la constante de acoplamiento cruzado para el modelo de dos capas y tres capas respectivamente. Estas constantes de acoplamiento se calculan mediante un programa desarrollado en C++. Este programa calcula para los dos modelos los índices efectivos del núcleo y cubierta, y obtiene los coeficientes de campo (A_{co} y A_{cl}) a partir la normalización de potencia definida en la Ecuación (2.19) para después calcular la constante de acoplamiento cruzado para distintos modos. Los coeficientes de campo, los índices efectivos y la constante de acoplamiento son distintos para los dos modelos por lo que es relevante analizar la diferencia entre los dos modelos.

Para la simulación se considera otra vez una fibra SMF-28 estándar y los parámetros antes mencionados. En los resultados, se normalizó la constante de acoplamiento cruzado con respecto a la amplitud de la modulación $\Delta n = n_1 v(z)$ y además, se presenta en cm^{-1} para una mejor visualización. La Tabla 2.2 muestra los resultados obtenidos de esta simulación para el acoplamiento del modo del núcleo con los primeros 20 modos de la cubierta HE.

Orden i del modo de la cubierta HE _{1<i>i</i>}	κ [cm ⁻¹] (Modelo de 2 capas)	κ [cm ⁻¹] (Modelo de 3 capas)
1	2130.33	718.99
2	3212.40	1283.30
3	3942.26	1744.29
4	4463.60	2088.02
5	4822.70	2326.25
6	5041.55	2479.27
7	5134.00	2561.35
8	5111.25	2578.69
9	4983.97	2532.35
10	4763.28	2421.29
11	4461.11	2244.55
12	4090.25	2003.51
13	3664.23	1704.57
14	3197.10	1359.26
15	2703.12	984.41
16	2196.44	602.27
17	1690.77	235.45
18	1199.03	-98.07
19	733.05	-387.10
20	303.31	-626.72

Tabla 2.2 Constantes de acoplamiento cruzado κ para los modelos de dos y tres capas

A partir de la tabla se puede observar que existe una diferencia significativa entre los valores obtenidos mediante los dos modelos. A pesar de que el comportamiento es similar, los valores obtenidos sí difieren mucho entre sí. La diferencia entre índices efectivos obtenidos con los dos modelos aumentaba con el orden del modo, pero en este caso, la diferencia es notable para cada uno de los modos que se tomaron en cuenta para la simulación. Esta diferencia en el cálculo de la constante de acoplamiento cruzado no es despreciable pues puede provocar una respuesta que no corresponde a la rejilla que se pretende analizar o diseñar.

La Figura 2.3 grafica los resultados obtenidos para estos primeros 20 modos, tomando en cuenta sólo la magnitud de las constantes de acoplamiento cruzado normalizadas. Aquí pueden observarse más claramente las diferencias entre los dos modelos. Mientras que para el modelo de dos capas hay un acoplamiento máximo con el modo de la cubierta HE₁₇, para el modelo de tres capas es con el modo HE₁₈. Además puede observarse un decaimiento más lento para el modelo de tres capas. Esta diferencia en los resultados hace evidente la falta de precisión que tiene el modelo de dos capas para calcular el acoplamiento entre modos, básico para el funcionamiento de LPFGs.

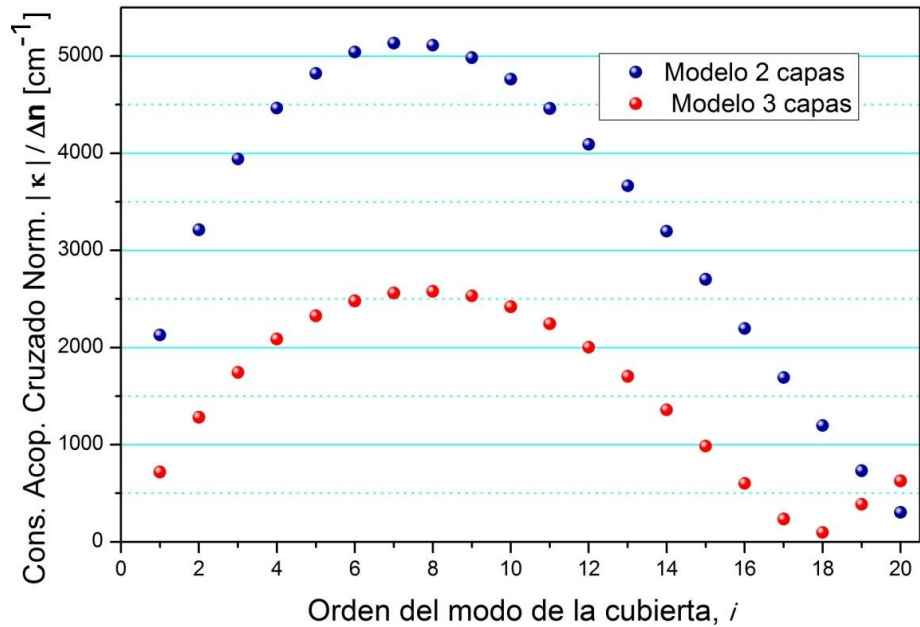


Figura 2.3 Constante de acoplamiento cruzado para el modelo de dos y tres capas

El comportamiento general de la constante de acoplamiento cruzado a $1.55 \mu\text{m}$ para los primeros 50 modos se observa en la Figura 2.4. El acoplamiento aumenta a medida que se incrementa el orden del modo de la cubierta hasta llegar a un máximo. Después, el valor disminuye hasta llegar a un mínimo a partir del cual se repite el comportamiento pero con menor magnitud.

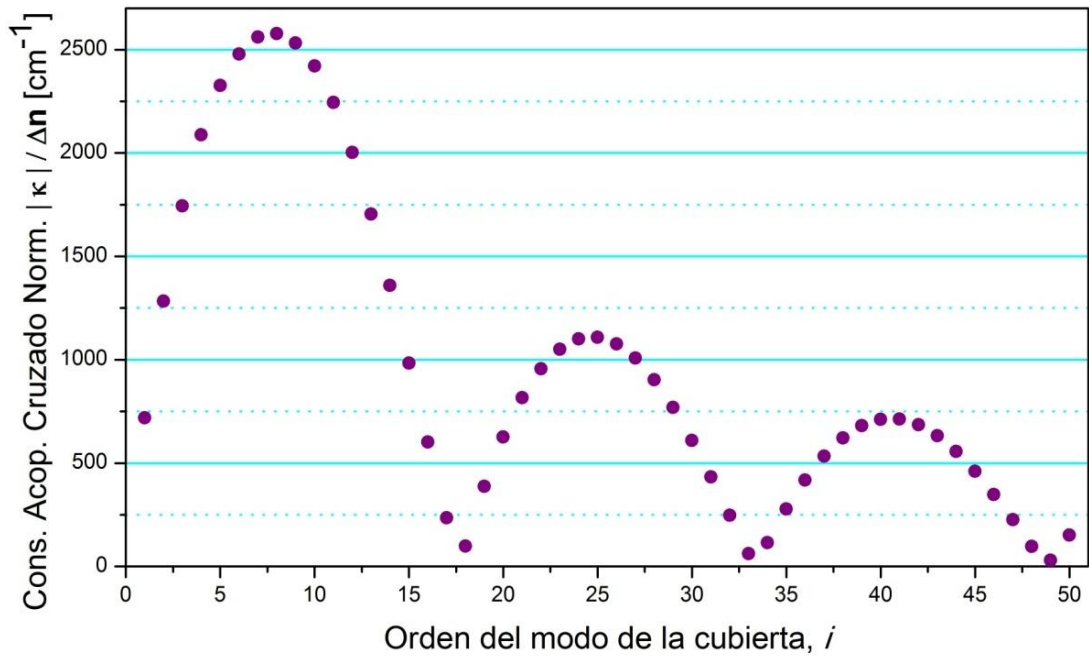


Figura 2.4 Constante de acop. cruzado para los primeros 50 modos de la cubierta (modelo tres capas)

El valor máximo de κ representa el modo con el que hay mayor acoplamiento. Este acoplamiento no siempre producirá la banda de de atenuación de mayor profundidad en el espectro pues puede existir sobre-acoplamiento. Para un análisis más completo de la respuesta de una rejilla se debe calcular el espectro de transmisión de la misma. Para el diseño de LPFGs, normalmente sólo son relevantes los primeros 15 a 20 modos que corresponderían al primer lóbulo de mayor magnitud en la Figura 2.4 [3].

Se puede concluir que el modelo de dos capas, aunque es una buena herramienta para el cálculo de modos del núcleo [11], no ofrece soluciones precisas para el cálculo de los modos de la cubierta. En el cálculo de índices efectivos, el modelo de dos capas resultó ser válido para los modos de la cubierta de bajo orden, pero con errores significativos para los modos de mayor orden, que afectarían el diseño de una LPFG incluso para los primeros 20 modos de la cubierta. Esta diferencia en los índices efectivos sumada a las consideraciones hechas para describir la distribución modal de los campos en los dos modelos, resultó en una diferencia aún mayor en el cálculo del coeficiente de acoplamiento. Por esta razón, el modelo de dos capas no es recomendable para calcular los modos de la cubierta [8]. La solución de los modos de la cubierta debe ser precisa cuando se involucran cálculos cuantitativos (soluciones numéricas) para obtener coeficientes de acoplamiento y las longitudes de onda de resonancia. Pequeños errores en el índice efectivo en el orden de 1×10^{-3} pueden resultar en respuestas no esperadas y un funcionamiento incorrecto de los dispositivos basados en LPFGs. El modelo de tres capas y la aproximación escalar (modos LP) son adecuados para el análisis de LPFGs y la obtención de su respuesta.

CAPÍTULO 3

Modelo de rejillas de período largo para modulación del índice de refracción y el radio de la fibra

Las tecnologías alternativas de fabricación de LPFGs mencionadas en el Capítulo 1 utilizan distintos mecanismos para modificar el índice efectivo de los modos que se propagan por la fibra. Esta modificación del índice efectivo resulta en el acoplamiento de modos que se pudo calcular para LPFGs convencionales con modulación uniforme del índice en el núcleo, como las fabricadas mediante la exposición de la fibra a la luz UV. El modelo que se describe en este capítulo considera la modulación del índice de la cubierta, así como la modulación del radio del núcleo y de la cubierta que se presenta en las tecnologías alternativas de fabricación. Para el modelo planteado en este capítulo se utilizan modos LP, pues son una buena aproximación para los modos de orden bajo que son relevantes. Asimismo, se utiliza el modelo de tres capas para calcular los modos de la cubierta para tener la precisión deseada y minimizar el error en el modelo.

Dentro de los distintos tipos de LPFGs, existen de forma general, cuatro formas de modificar el índice efectivo de los modos en una fibra para provocar acoplamiento.

1. Modificación del índice del núcleo
2. Modificación del índice de la fibra (núcleo y cubierta)
3. Modificación del radio del núcleo
4. Modificación del radio de la fibra (núcleo y cubierta)

En el Capítulo 2 se describió la teoría de propagación de ondas en LPFGs convencionales, la cual es válida para el modelo con la primera forma de modificación. En este capítulo, se describe un modelo que considera las otras tres formas de modificación posibles para poder ser aplicado en la simulación de LPFGs fabricadas con diferentes tecnologías, que presentan una o varias formas de modificación del índice efectivo.

Es entonces necesario obtener una expresión para el coeficiente de acoplamiento que pueda incluir los cuatro tipos de modificación del índice efectivo a partir de la Ecuación (2.2). Es posible definir una constante de acoplamiento cruzado para cada uno de estos tipos de modificación, las cuales pueden sumarse para obtener una constante de acoplamiento que defina a la rejilla. La obtención de estos valores y el modelo general se describe en las siguientes secciones. De esta forma es posible considerar todos los posibles tipos de modulación que pueden generarse mediante tecnologías de fabricación alternativas a la irradiación de luz UV. Al sustituir el valor total de κ en las ecuaciones de acoplamiento se puede obtener la respuesta espectral de una LPFG.

3.1 Modulación simétrica

La modulación simétrica se refiere a un cambio del índice de refracción o del radio de la fibra independiente de ϕ en coordenadas cilíndricas (ver Figura 1.5). Es decir, para un determinado valor de r , en cualquier dirección de ϕ se presenta la misma modulación, ya sea del radio o del índice. Cuando una rejilla es simétrica y no tiene inclinación en sus planos, el acoplamiento se da entre el modo fundamental del núcleo LP_{01} y los modos de la cubierta LP_{0i} de misma simetría azimutal. En los modos LP_{0i} , la distribución del campo eléctrico transversal (Ψ) es simétrica e independiente de ϕ . De la Ecuación (2.13) se observa que la obtención del coeficiente de acoplamiento se simplifica en este caso pues la integral con respecto a $d\phi$ ya no se calcula sobre las componentes del campo eléctrico de los modos LP_{0i} ni sobre la perturbación de constante dieléctrica. La Ecuación (3.1) describe de forma general el coeficiente de acoplamiento para una LPFG con modulación simétrica.

$$K_{mn}^t = \frac{\omega}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} \Delta\varepsilon(r, z) \Psi_{cl}(r) \cdot \Psi_{co}(r) r dr \quad (3.1)$$

Al considerar la primera parte de la Ecuación (3.1) se observa que el coeficiente de acoplamiento se calcula en todo el rango de ϕ y que puede ir de 0 a 2π . La modulación simétrica facilita mucho el análisis de la propagación en LPFGs y el cálculo del coeficiente de acoplamiento debido a que sólo es necesario considerar los modos con misma simetría azimutal al modo del núcleo.

La modulación simétrica del índice de refracción puede presentarse en el núcleo y en la cubierta. Mediante las técnicas grabado químico, exposición a la irradiación de pulsos ultracortos y exposición a un láser de CO_2 es posible fabricar LPFGs con modulación simétrica del índice del núcleo y de la cubierta. La modulación simétrica del radio del núcleo y de la cubierta también resulta en acoplamiento entre modos, como se comprueba en las siguientes secciones. Para poder incluir ambos tipos de modulaciones dentro de un modelo general para LPFGs, la constante de acoplamiento cruzado κ se compone de la siguiente forma:

$$\kappa = \kappa_n + \kappa_r \quad (3.2)$$

donde κ_n representa el acoplamiento debido a la modulación del índice, y κ_r el acoplamiento debido a la modulación del radio en la fibra óptica. La obtención de estos valores se describe en las siguientes secciones.

3.1.1 Modulación del índice de refracción del núcleo y la cubierta

En este modelo se considera una posible perturbación de la constante dieléctrica desde el centro de la fibra hasta el límite de la cubierta para tomar en cuenta la modificación del índice del núcleo y de la cubierta, y poder describir ambas perturbaciones en la fibra óptica.

El análisis para la modulación del índice del núcleo ya se tiene, por lo que sólo hay que incluir una expresión para la modulación del índice de la cubierta mediante un procedimiento análogo al descrito en la Sección 2.2.2.

La perturbación de la constante dieléctrica $\Delta\varepsilon$ puede ser distinta en el núcleo a la de la cubierta. Se considera que el cambio inducido en el índice de refracción es una modulación uniforme sinusoidal, la cual puede existir tanto en el núcleo y en la cubierta. De esta forma el perfil de índice de la LPFG se define mediante

$$n_i(z) = n_i + \Delta n_i = n_i \left\{ 1 + v_i(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \right\} \quad (3.3)$$

donde n_i es el índice sin modificar del núcleo o de la cubierta ($i = 1$ en el caso del núcleo e $i = 2$ en el caso de la cubierta). Se puede utilizar la misma aproximación para relacionar la perturbación en la constante dieléctrica al cambio del índice ($\Delta\varepsilon_i = \varepsilon_0 \Delta n_i^2 \cong 2\varepsilon_0 n_i \Delta n_i$) debido a que la amplitud de modulación es muy baja. Considerando la Ecuación (3.3), el coeficiente de acoplamiento transversal para modos LP_{0i} en una LPFG con perturbaciones en la capa i de la fibra queda definido de la siguiente forma

$$K_i^t = \frac{\omega \varepsilon_0 n_i^2 v_i(z)}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \int_0^{2\pi} d\phi \int_{a_{i-1}}^{a_i} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (3.4)$$

donde a_i es el radio que delimita las capas de la fibra (con esta notación, $a_0 = 0$) y los demás parámetros ya han sido definidos. Utilizando una expresión análoga a la Ecuación (2.9) para definir a la constante de acoplamiento cruzado ($K_i^t(z) = 2\kappa_i(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right]$, donde κ_i es la constante de acoplamiento cruzado en cada capa), se llega a una expresión para la constante de acoplamiento cruzado que considere modulación del índice del núcleo y de la cubierta, así:

$$\kappa_n(z) = \sum_{i=1}^N \frac{\omega \varepsilon_0 n_i^2 v_i(z)}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{a_{i-1}}^{a_i} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (3.5)$$

Mediante esta expresión es posible modelar la respuesta de una LPFG con modulación simétrica del índice en el núcleo y en la cubierta. En el caso de rejillas uniformes, el valor de $v_i(z)$ para cada capa es constante y en el caso en que no existiera modificación del índice en alguna de las capas i , la envolvente $v_i(z)$ de dicha capa tendría un valor igual a 0. La expresión final para κ_n es extensa debido a la integral de las componentes de campo eléctrico transversal de los modos entre los que hay acoplamiento, por lo que no se incluye aquí (ver Anexo A). Para la obtención de esta integral se utilizan las distribuciones definidas en las Ecuaciones (2.7) – (2.9), así como la normalización de potencia de modo a 1 W de la Ecuación (2.19) para obtener los coeficientes de campo. Para la solución de estas integrales se usó la base de funciones del grupo de investigación de Wolfram [2].

Cabe mencionar que la Ecuación (3.5) puede servir para calcular el acoplamiento en fibras con más de dos capas, pues la sumatoria está definida en términos de N . Para el caso más relevante (una fibra compuesta por núcleo y cubierta), se considera que $N = 2$. Con las tecnologías de fabricación mencionadas en el Capítulo 1 es posible obtener rejillas con modulación del índice del núcleo y de la cubierta por lo que el modelo presentado en esta tesis se basa en la Ecuación (3.5). Las expresiones finales de esta ecuación para la modulación del núcleo y la cubierta se calculan mediante un programa en la simulación.

3.1.2 Modulación del radio del núcleo y la cubierta

Hasta el momento sólo se ha considerado la modulación del índice de refracción del núcleo de la fibra. Como se mencionó en el Capítulo 1, existen tecnologías de fabricación que utilizan la modulación del radio de la fibra como mecanismo para modificar el índice efectivo de los modos en la fibra. Si bien la respuesta de una LPFG con este mecanismo varía con respecto a las LPFGs de la Sección 3.1.1, el cálculo y la obtención del coeficiente de acoplamiento se basa en las mismas expresiones. Una rejilla de este tipo puede presentar modulación del radio del núcleo y de la cubierta, como se muestra en la Figura 3.1, para producir un acoplamiento entre el modo del núcleo y modos de la cubierta.

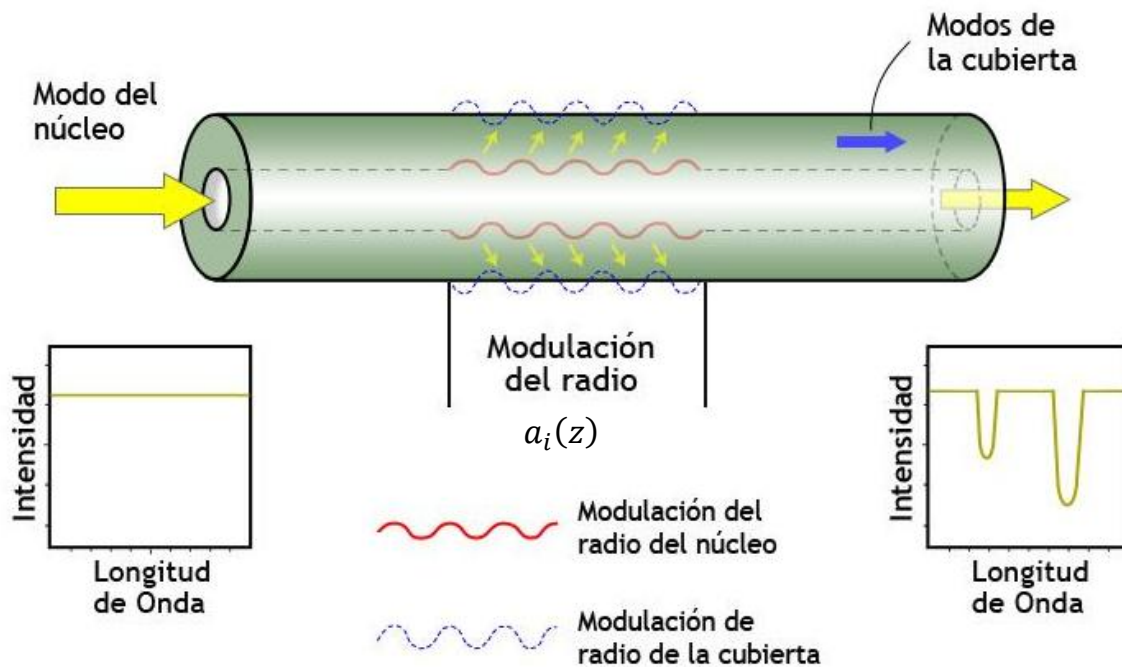


Figura 3.1 Rejilla de período largo en fibra óptica con modulación del radio del núcleo y de la cubierta

En este caso, el perfil de índice de la fibra no es tan relevante para el cálculo del coeficiente de acoplamiento, como sí lo es el perfil de la geometría de la fibra. Si se asume una LPFG con modulación simétrica sinusoidal del radio de la fibra con período constante, los límites de cada una de sus capas pueden definirse mediante la siguiente expresión:

$$a_i(z) = a'_i + f_i(z) = a_i \left\{ 1 + \alpha_i(z) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \right] \right\} \quad (3.6)$$

donde a_i es el radio original y α_i es la envolvente de modulación del radio de la capa i . El valor promedio del radio de la capa i se representa con $a'_i = a_i + a_i\alpha_i$, mientras que la oscilación en la modulación es $f_i(z) = a_i\alpha_i \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right)$.

El coeficiente de acoplamiento también parte de la Ecuación (3.1). En este caso ya no se realiza la aproximación de la perturbación de la constante dieléctrica usada en la modulación del índice; se considera que para una capa i de la fibra; $\Delta\varepsilon_i = \varepsilon_0 \Delta n_i^2 = \varepsilon_0(n_i^2 - n_{i+1}^2)$ donde n_i es el índice de refracción de cada capa. Para el cálculo del coeficiente de acoplamiento, la integral de la Ecuación (3.1) se extiende sólo en la zona de modulación del radio (del valor promedio a'_i a $a'_i + f_i(z)$) pues es la zona donde se produce el acoplamiento entre modos. Si se considera una rejilla uniforme con modulación simétrica transversal del radio de la fibra, el coeficiente de acoplamiento para la capa i de la fibra óptica se define así

$$K_i^t = \frac{\omega\varepsilon_0(n_i^2 - n_{i+1}^2)}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{a'_i}^{a'_i+f_i(z)} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (3.7)$$

Utilizando la misma relación usada en secciones anteriores para relacionar κ y K (Ecuación (2.9)), se puede obtener una expresión para cuantificar el acoplamiento a lo largo de la rejilla. Considerando todo esto se puede definir a κ_r , que representa la constante de acoplamiento cruzado debido a la modulación del radio del núcleo y la cubierta de la fibra, así:

$$\kappa_r = \sum_{i=1}^N \frac{\omega\varepsilon_0(n_i^2 - n_{i+1}^2)}{4} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{a'_i}^{a'_i+f_i(z)} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr \quad (3.8)$$

Para las rejillas uniformes, α_i es constante a lo largo de la rejilla y κ_r también lo es, por lo que sólo se sustituye el valor de κ_r en las ecuaciones de acoplamiento para obtener la respuesta de la rejilla. Esta expresión sirve para modelar el acoplamiento que existe en una LPFG con modulación del radio del núcleo o de la cubierta. Para obtener las expresiones finales para la modulación del radio del núcleo y de la cubierta se sustituyen las componentes del campo eléctrico transversal del modelo de tres capas. Estas expresiones son largas debido al cálculo de las integrales por lo que no se incluyen aquí (ver Anexo B).

3.1.3 Influencia en la respuesta de las rejillas de los tipos de modulación

En las secciones previas se mostró el análisis y las expresiones que se usan para modelar la respuesta de una LPFG dependiendo de los distintos tipos de modulación que pueden inducirse para fabricar una rejilla. Existen métodos de fabricación los cuales modifican uno,

dos o más parámetros de la fibra (índice y radio del núcleo y cubierta) a la vez. También existen métodos como la exposición a un arco eléctrico o a un láser de CO₂ en los cuales se puede modular el índice o el radio dependiendo de los parámetros de fabricación que se utilicen (potencia, duración de exposición, tensión, etc). Por esta razón es importante cuantificar y analizar la influencia que tienen los distintos tipos de modulación en la respuesta de LPFGs para así tener una referencia que permita diseñar LPFGs con características determinadas a partir del modelo descrito en esta tesis.

Para calcular la constante de acoplamiento cruzado se desarrolló un programa en C++ basado en las expresiones finales de las Ecuaciones (3.5) – (3.8). Se calculó la constante de acoplamiento cruzado para la modulación del índice del núcleo, de la cubierta, del radio del núcleo y del radio de la cubierta. Esto se realizó para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ y para una fibra estándar Thorlabs SMF-28 [4] con apertura numérica (AN) de 0.14, radio del núcleo $a_1 = 4.1 \mu\text{m}$ y radio de la cubierta $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$. El índice de refracción de la cubierta se calculó teóricamente utilizando las ecuaciones de Sellmeier [5] para sílice puro (SiO₂) y se obtuvo $n_2 = 1.444024$; el índice del núcleo se aproximó a partir del valor índice de la cubierta y de la AN dada por los fabricantes para dar un valor de $n_1 = 1.450795$. Las amplitudes de modulación usadas para la simulación se muestran en la Tabla 3.1.

Tipo de Modulación		Amplitud de modulación
Índice del núcleo	$n_1(z)$ ■	$n_1 v_1 = 3.6 \times 10^{-4}$
Índice de la cubierta	$n_2(z)$ ●	$n_2 v_2 = 3.6 \times 10^{-4}$
Radio del núcleo	$a_1(z)$ ▲	$a_1 \alpha_1 = -0.1312 \mu\text{m}$
Radio de la cubierta	$a_2(z)$ ▼	$a_2 \alpha_2 = -2.0 \mu\text{m}$

Tabla 3.1 Amplitudes de modulación del índice y del radio de núcleo y cubierta usados en simulación

Los valores determinados para la amplitud de modulación del índice son valores típicos de modulación para rejillas de período largo. Los valores determinados para la amplitud de modulación del radio fueron obtenidos en la fabricación de rejillas mediante arco eléctrico en el CIO (Centro de Investigaciones en Óptica) y corresponden a una modulación del 6.4% del radio del núcleo y la cubierta de acuerdo a la Ecuación (3.6) considerando que hay una disminución del radio. Los resultados obtenidos se graficaron en la siguiente figura para los primeros 20 modos LP_{0i}.

En la Figura 3.2 se observa la influencia que tiene cada tipo de modulación en el acoplamiento con los modos simétricos de la cubierta. La constante κ para la modulación del índice del núcleo y la cubierta sigue un comportamiento similar al descrito en la Sección 2.4. El valor absoluto de κ para estas modulaciones es muy aproximado, sin embargo el signo es distinto por lo que una modulación combinada del índice del núcleo y la cubierta con misma amplitud resultaría en la cancelación de κ y un acoplamiento nulo.

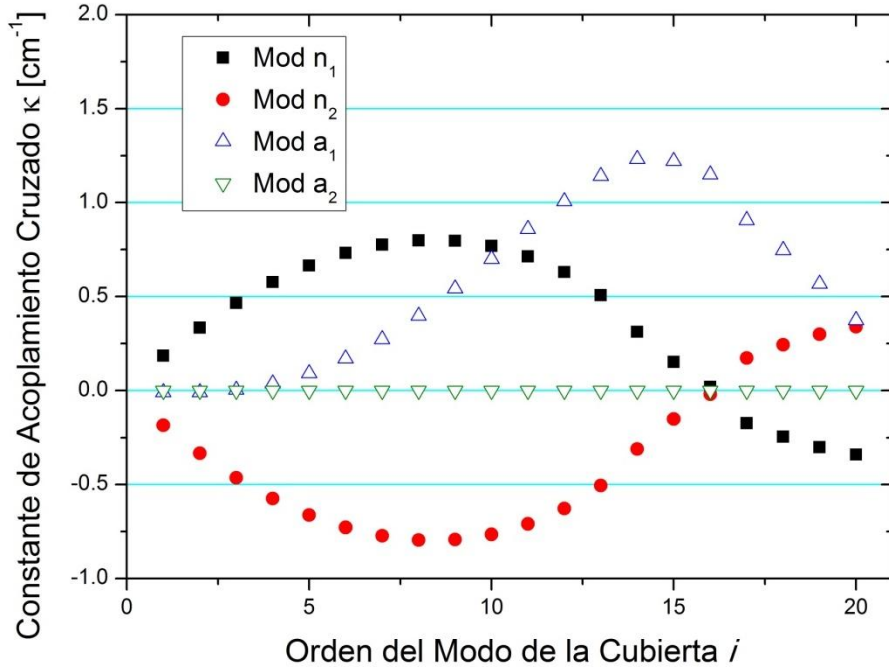


Figura 3.2 Influencia de los distintos tipos de modulación en la constante de acoplamiento cruzado en función del orden del modo de la cubierta LP_{0i}

Una modulación relativamente pequeña del radio del núcleo (6.4%) resulta en valores de κ significativos después de los primeros cinco modos. De esta forma se puede comprobar que la modulación del radio del núcleo es un mecanismo que se puede utilizar para provocar acoplamientos relevantes con modos de la cubierta. También se puede ver que la modificación del radio de la cubierta resulta en un acoplamiento prácticamente nulo debido a la intensidad del campo eléctrico en el borde de la cubierta. Esta modulación no tiene gran relevancia en las LPFGs pero normalmente va asociada a una modulación del radio del núcleo en las técnicas de fabricación que involucran arco eléctrico, grabado químico, láser CO_2 e inducción mecánica.

Es importante mencionar que estos resultados son válidos para el tipo de fibra (Thorlabs SMF-28) considerada, la influencia de la modulación puede variar para otra fibra, aunque el comportamiento general de κ será el mismo. Si se considera una fibra con otras características geométricas, en general el comportamiento de κ será el mismo excepto para la modulación del radio del núcleo en la que se pueden presentar desplazamientos o cambios de amplitud a lo largo de los modos de la cubierta [6]. Esto se puede observar en la Figura 3.3 donde se calculó la constante de acoplamiento cruzado para dos fibras con radios del núcleo diferentes ($2.5 \mu m$ y $4.1 \mu m$). Se consideró una modulación del 6.4% del radio del núcleo en ambos casos, una longitud de onda de $1.55 \mu m$ y se utilizaron los mismos parámetros de fibra mencionados anteriormente.

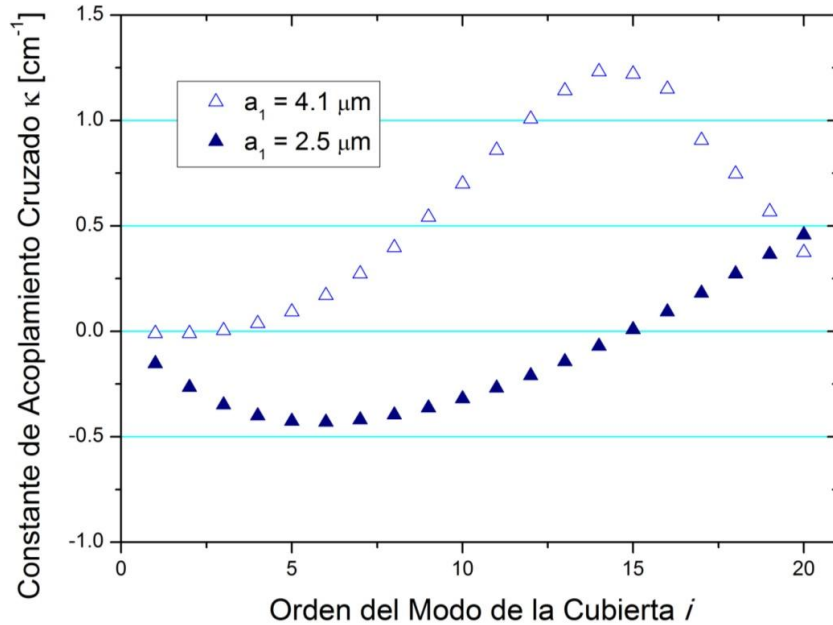


Figura 3.3 Influencia de la modulación del radio del núcleo para dos fibras con distinto radio del núcleo (a_1)

Se puede observar que la modulación del radio del núcleo genera un acoplamiento con los primeros modos ($i < 8$) de mayor magnitud en fibras cuyo radio del núcleo es menor, aún cuando se utilice el mismo porcentaje de modulación. En la fibra con $a_1 = 4.1 \mu\text{m}$ el acoplamiento no alcanza valores significativos en los primeros modos de la cubierta. Si se considera que los modos de órdenes menores son los relevantes para el acoplamiento en LPFG, existe un mayor acoplamiento con modos simétricos en rejillas cuyo radio del núcleo es menor.

A partir del modelo también fue posible obtener combinaciones de distintos tipos de modulación. En la Figura 3.2 se comprobó que para tener acoplamiento, la amplitud de modulación del índice debe ser distinta para la cubierta y para el núcleo en rejillas que presentan modulación del índice en ambas capas como ocurre con rejillas fabricadas con láser de CO_2 . Existen otras combinaciones que pueden generarse con las tecnologías alternativas de fabricación de LPFGs como las presentadas en la Figura 3.4. Mediante las técnicas de grabado químico, exposición a arco eléctrico y a un láser de CO_2 es posible modular el radio de la fibra. La modulación del radio de la cubierta produce un acoplamiento despreciable pero la modulación del radio del núcleo sí genera un acoplamiento considerable como se observa en las figuras previas. En estos métodos, no sólo se modula el radio; en algunos casos, por temperatura y tensiones en la fibra, también se presenta una modulación del índice. En la Figura 3.4, se graficaron las constantes de acoplamiento cruzado para una modulación del índice y radio del núcleo (n_1 & a_1) y para una modulación del índice de la cubierta y radio del núcleo (n_2 & a_1). Considerando que el acoplamiento por modulación del radio varía dependiendo del valor del radio del núcleo, se calcularon las constantes para los dos tipos de fibras usados previamente.

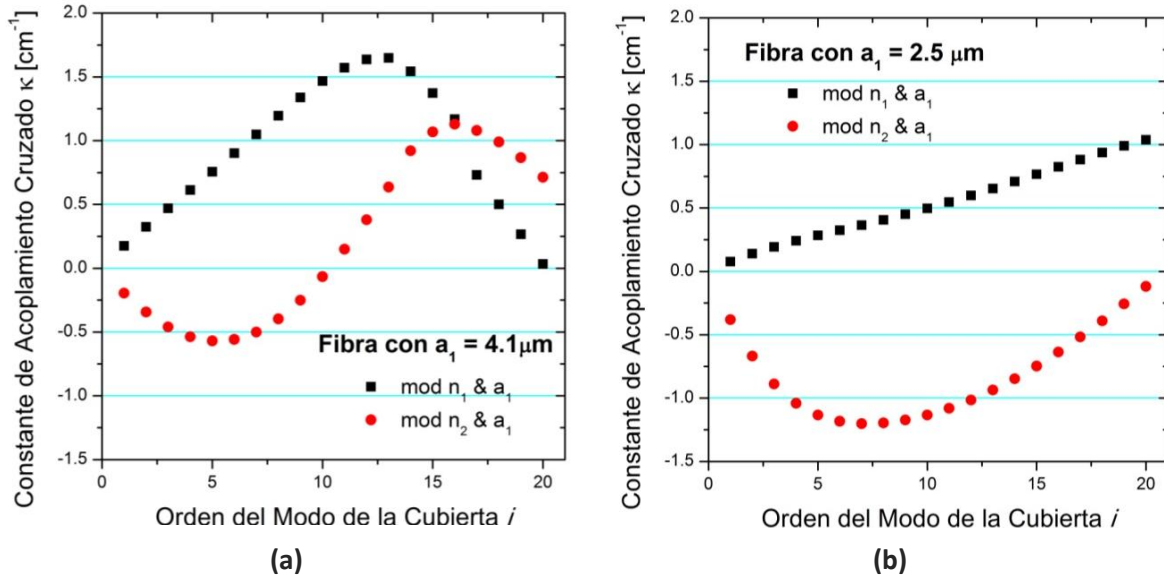


Figura 3.4 Influencia de combinaciones de tipos de modulación en la constante de acoplamiento cruzado para: a) fibra con núcleo de $4.1 \mu\text{m}$, b) fibra con núcleo de $2.5 \mu\text{m}$

Nuevamente se puede comprobar la influencia que tiene la modulación del radio para distintos tipos de fibras con los parámetros establecidos en la Tabla 3.1. La fibra con $a_1 = 4.1 \mu\text{m}$ tiene acoplamiento bajo con los primeros órdenes debido a la modulación del radio. Por esto, el acoplamiento con los primeros modos es en gran parte influenciado únicamente por la modulación del índice aunque esto cambia conforme se aumenta el orden de los modos (normalmente, los modos de alto orden no son relevantes para la respuesta de la rejilla). Por otro lado, en la fibra con $a_1 = 2.5 \mu\text{m}$, es notable la disminución en el acoplamiento con los primeros modos debido a la primera combinación ($n_1 \& a_1$) y el aumento en el mismo debido a la segunda combinación ($n_2 \& a_1$). Esto se debe a que, como se ve en la Figura 3.3, el acoplamiento con los primeros modos en esta fibra debido a la modulación del radio es mayor. La influencia de la modulación del radio en combinación con otro tipo de modulación es mayor en fibras con menor radio del núcleo. Se alcanzaron los valores más grandes de acoplamiento para la modulación de $n_2 \& a_1$ en la fibra con $a_1 = 2.5 \mu\text{m}$.

Se comprueba que se pueden obtener determinados valores de acoplamiento con modos específicos al combinar distintos tipos de modulación y parámetros de la rejilla. Modificando determinados parámetros o aumentando la amplitud de algún tipo de modulación es posible obtener un comportamiento deseado del coeficiente de acoplamiento para los distintos modos de la cubierta. Un análisis de la influencia de los tipos de modulación como el realizado en esta sección puede ser muy útil para el diseño de LPFGs.

3.2 Modulación asimétrica

A pesar de que ha habido avances en las tecnologías de fabricación alternativas para poder fabricar rejillas simétricas, aún hay procesos mediante los cuales se fabrican rejillas que no tienen una modulación simétrica debido a la naturaleza de los fenómenos que permiten la inscripción de rejillas (láseres, arco eléctrico, etc.). Es entonces necesario un modelo que considere perturbaciones asimétricas en la fibra óptica y que ayude a determinar la respuesta general de una LPFG. Normalmente, los parámetros de modulación asimétrica son difíciles de caracterizar dentro de una LPFG, aunque observando la distribución del campo de los modos viajando por la fibra se pueden aproximar estos parámetros. Cuando una rejilla presenta modulación asimétrica, el acoplamiento se da entre el modo fundamental del núcleo LP_{01} y los modos de la cubierta $LP_{\mu k}$. En estos modos, si $\mu \geq 1$, la distribución del campo eléctrico transversal ya no es independiente de ϕ y esto modifica el cálculo del coeficiente de acoplamiento para la modulación asimétrica.

La modulación asimétrica puede presentarse en LPFGs fabricadas mediante la exposición de la fibra óptica a pulsos ultracortos (femtosegundos), a un láser de CO_2 o a un arco eléctrico. Estas variaciones asimétricas pueden existir en el núcleo y en la cubierta por lo que un modelo que considere este tipo de perturbaciones es muy útil. Al exponer la fibra óptica a un láser de CO_2 o a un arco eléctrico, el cambio en el índice o radio de la fibra puede no ser siempre el mismo en todas las zonas de la fibra. La acción del láser o del arco afectan desigualmente la estructura de la fibra dependiendo de la zona que este expuesta directamente a ellos. En el caso del láser, el lado de la fibra que es expuesta directamente al láser presenta una mayor variación del índice de refracción en el núcleo y en la cubierta.

Las LPFGs fabricadas mediante la exposición a un arco eléctrico no siempre presentan modulaciones simétricas. Esto se debe a la asimetría de un arco eléctrico. Además, aunque se determinen los mismos parámetros de arco en una empalmadora, puede haber diferencias entre arcos por leves cambios de temperatura, humedad o factores desconocidos. La Figura 3.5 muestra la asimetría natural de un arco eléctrico.

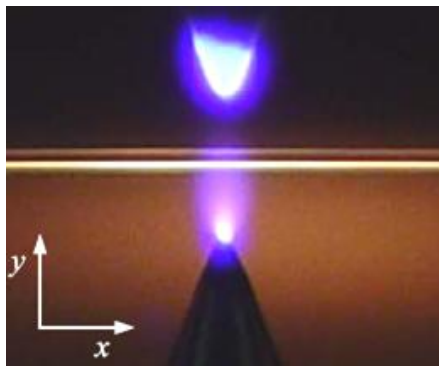


Figura 3.5 Fotografía del arco eléctrico mostrando asimetría del mismo [3]

Existen trabajos que han demostrado que el gradiente en la temperatura del arco eléctrico es la causa de la asimetría en las perturbaciones en la fibra óptica [3]. Esto resulta en un cambio asimétrico del índice y también puede resultar en deformaciones asimétricas a lo largo del plano transversal de la fibra óptica. Es por esto importante el desarrollo de un modelo que considere la modulación asimétrica en las LPFGs fabricadas mediante tecnologías alternativas. En el modelo de esta tesis sólo se incluyó la modulación asimétrica del índice; la modulación asimétrica del radio es un problema de mayor complejidad que no es incluido en esta tesis. Sin embargo, un trabajo a futuro y posible progresión de este trabajo de tesis sería sobre un modelo que también considere la modulación asimétrica del radio en una rejilla de período largo en fibra óptica.

3.2.1 Modulación del índice de refracción del núcleo y la cubierta

Para poder considerar la modulación asimétrica del índice de refracción del núcleo y de la cubierta es necesario considerar los cambios del índice en plano transversal de la fibra. En la Ecuación (3.3) se describe la función Δn_i que define la modulación a lo largo de z para la capa i de la fibra óptica. Para el caso de modulación asimétrica esta función se define así:

$$\Delta n_i = v_i(z)S(z)P_i(\phi) \quad (3.9)$$

donde $v_i(z)$ es la envolvente de la modulación, $S(z)$ es la modulación del índice a lo largo del eje longitudinal que, en este caso, equivale a $1 + \cos(2\pi z/\Lambda)$, y $P_i(\phi)$ es la función que define los cambios asimétricos en el plano transversal de la rejilla. Los cambios asimétricos en el índice de la fibra pueden describirse si se divide cada capa de la fibra en k secciones de distinto índice de refracción.

La Figura 3.6 muestra la estructura transversal de la fibra considerada para la modulación asimétrica. Utilizando esta notación es posible definir la modificación del índice de refracción en una LPFG considerando perturbaciones azimutales asimétricas [7]. De acuerdo con la figura, la variación asimétrica del índice en la capa i de la fibra se define con $P_i(r, \phi)$ definida de la siguiente forma:

$$P_i(r, \phi) = \begin{cases} p_{1,i} & \theta_{1,i} \leq \phi \leq \theta_{2,i} \\ p_{2,i} & \theta_{2,i} \leq \phi \leq \theta_{3,i} \\ \vdots & \vdots \\ p_{k,i} & \theta_{k,i} \leq \phi \leq \theta_{k+1,i} \end{cases} \quad (3.10)$$

donde $\theta_{k+1,i}$ corresponde al ángulo $2\pi + \theta_{1,i}$ para determinar toda el área de la fibra óptica y $p_{k,i}$ es un coeficiente de modulación asimétrica del índice de refracción en la sección k de la capa i de la fibra. Los valores de $p_{k,i}$ se encuentran entre 0 y 1 por lo que la amplitud de modulación en una sección de la fibra es $v_i(z)n_i p_{k,i}$. Por medio de esta ecuación es posible discretizar perturbaciones arbitrarias (asimétricas) en el plano transversal de la fibra.

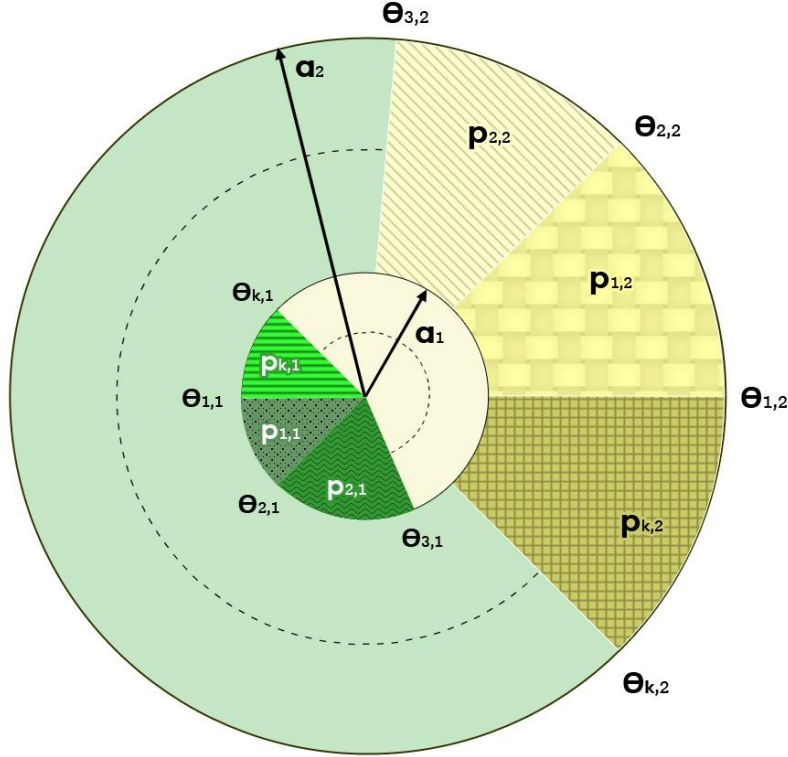


Figura 3.6 Variación asimétrica del índice de refracción de una fibra óptica

Considerando las Ecuaciones (3.9) y (3.10), se puede entonces calcular el coeficiente de acoplamiento a partir de la Ecuación (2.14). En este caso la integral con respecto a ϕ ya no es una constante pues ahora se considera a P_i . El coeficiente de acoplamiento para cada capa i de la fibra se define entonces de la siguiente forma:

$$K_i^t = \frac{\omega \varepsilon_0 n_i^2 v_i(z)}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \right] \int_0^{2\pi} \int_{a_{i-1}}^{a_i} P_i(\phi) \Psi_{cl}(r, \phi) \Psi_{co}(r, \phi) r dr d\phi \quad (3.11)$$

Utilizando una expresión análoga a la Ecuación (2.9) para definir a la constante de acoplamiento cruzado ($K_i^t(z) = 2\kappa_i(z)[1 + \cos(2\pi z/\Lambda)]$), se llega a una expresión general para la constante de acoplamiento cruzado debido a la modulación asimétrica del índice de refracción κ_n .

En este caso hay que tomar en cuenta el acoplamiento del modo LP_{01} con cualquier modo $LP_{\mu i}$ y la naturaleza senoidal o cosenoidal de estos modos. La distribución del campo eléctrico transversal para los modos asimétricos $LP_{\mu i}$ se define de la siguiente forma:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi_{cl,i}(r, \phi) = A_{cl,i} J_\mu(u_{cl}r/a_1) \\ \Psi_{cl,i}(r, \phi) = B_{cl,i} J_\mu(\bar{u}_{cl}r/a_1) + C_{cl,i} Y_\mu(\bar{u}_{cl}r/a_1) \\ \Psi_{cl,i}(r, \phi) = D_{cl,i} K_\mu(w_{cl}r/a_1) \end{array} \right\} \cdot \begin{cases} \cos(\mu\phi) & r < a_1 \\ \sin(\mu\phi) & a_1 < r < a_2 \\ \sin(\mu\phi) & r > a_2 \end{cases} \quad \begin{array}{l} (3.12) \\ (3.13) \\ (3.14) \end{array}$$

donde $u_{cl} = a_1(k_0^2 n_1^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $\bar{u}_{cl} = a_1(k_0^2 n_2^2 - \beta_{cl,i}^2)^{1/2}$, $w_{cl} = a_1(\beta_{cl,i}^2 - k_0^2 n_3^2)^{1/2}$ y $A_{cl,i}$, $B_{cl,i}$, $C_{cl,i}$ y $D_{cl,i}$ son coeficientes de campo. Si se consideran rejillas uniformes (v_i constante) y la distribución de campo, la constante de acoplamiento cruzado para modos de la cubierta $LP_{\mu k}$ y modulación asimétrica del índice se define así:

$$\kappa_n = \sum_{i=1}^N \frac{\omega \varepsilon_0 n_i^2 v_i}{4} \underbrace{\int_{a_{i-1}}^{a_i} \Psi_{cl}(r) \Psi_{co}(r) r dr}_{X_i} \left[\underbrace{\sum_{q=1}^k \int_{\theta_{q,i}}^{\theta_{q+1,i}} p_{k,i} \begin{Bmatrix} \cos(\mu\phi) \\ \sin(\mu\phi) \end{Bmatrix} d\phi}_{Y_i} \right] \quad (3.15)$$

donde N es el número de capas de la fibra óptica (en nuestro caso se consideran fibras convencionales con $N = 2$) y k es el número de secciones de diferente índice dentro de una capa de la fibra. En el caso de una modulación simétrica, la integral con respecto a ϕ siempre es cero para cualquier modo con $\mu > 0$ ($LP_{\mu i}$) y sólo habría acoplamiento para modos de la cubierta con $\mu = 0$ (el cual es el caso de modos simétricos considerado en la Sección 3.1). Sin embargo, con una modulación asimétrica existe acoplamiento con modos simétricos y asimétricos, como se comprueba en la siguiente sección.

La discretización de las perturbaciones del índice en secciones de anillo es computacionalmente eficiente pues permite obtener los coeficientes de acoplamiento sin realizar la doble integración como se observa en la Ecuación (3.15). La integración del campo radial (X_i) se hace en cada capa de la fibra como en secciones previas considerando la distribución correspondiente (para modos con $\mu > 0$, se usan las Ecuaciones (3.12) – (3.14)), mientras que la integración azimutal (Y_i) puede calcularse analíticamente de forma sencilla para distintos casos de modulación asimétrica.

3.2.2 Influencia en la respuesta de las rejillas de la modulación asimétrica del índice

En rejillas con modulación asimétrica del índice, el acoplamiento entre modos se rige por la Ecuación (3.15). Al dividir la modulación del índice en secciones dentro de las capas de la fibra óptica, el acoplamiento con los modos LP_{0i} disminuye mientras que el acoplamiento con modos $LP_{\mu i}$ ($\mu > 0$) ya no es nulo. Estos efectos se analizan en esta sección.

En la Tabla 3.2 se analiza el efecto que tienen distintos tipos de modulación asimétrica sobre el valor de Y_i y por consiguiente sobre el acoplamiento entre modos. Sólo se consideraron modos LP_{0i} y LP_{1i} pues estos son los modos con los que hay un acoplamiento que afectan de forma significativa la respuesta de la rejilla [8]. Los tipos de modulación en la tabla se escogieron para aproximar la modulación asimétrica que puede inducirse en una fibra óptica mediante arco eléctrico (tipo 1 y 2) y láser de CO_2 (tipo 3) según los trabajos que describen la modulación de índice con estas técnicas [3,9]. Las secciones con mayor modulación del índice (con coeficientes de modulación asimétrica p_1) se definieron para que coincidieran con los valores máximos de la distribución del campo transversal de los

modos LP_{1i} , (alrededor de $\phi = 0, \pi$ rad para modos con distribución $\{\cos \phi\}$). De esta forma los ángulos θ_i que delimitan cada sección pueden obtenerse a partir de un solo parámetro Δ_i , que determina el ancho de cada sección angular, (por ejemplo, para el tipo **3**, $\Delta_1 = \theta_2 - \theta_1$). Esto es computacionalmente eficiente pues permite analizar el acoplamiento en función de una variable Δ_i . Los ángulos que delimitan cada sección se pueden expresar de la siguiente forma:

$$\theta_{1,2} = \pm \frac{\Delta_1}{2} \qquad \theta_{3,4} = \pi \pm \frac{\Delta_2}{2} \qquad (3.16)$$

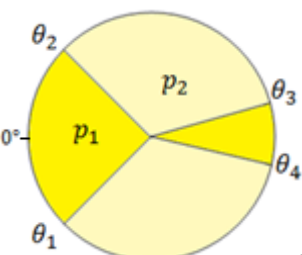
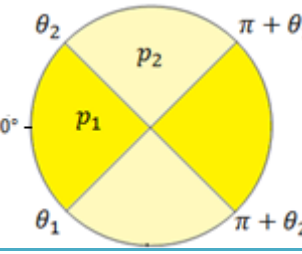
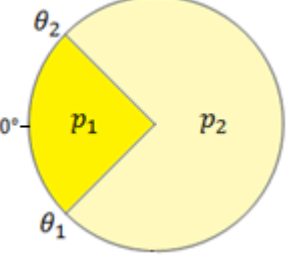
Tipo de Modulación	Valor de la integral azimutal Y_i	
	Asimétrica	Para modos LP_{0i} Para modos LP_{1i}
1 	$Y_i = (p_1 - p_2)(\Delta_1 + \Delta_2)$	$Y_i = 2(p_1 - p_2)\left(\text{sen} \frac{\Delta_1}{2} - \text{sen} \frac{\Delta_2}{2}\right)$
2 	$Y_i = (p_1 - p_2) 2\Delta_1$	$Y_i = 0$
3 	$Y_i = (p_1 - p_2)\Delta_1$	$Y_i = 2(p_1 - p_2)\left(\text{sen} \frac{\Delta_1}{2}\right)$

Tabla 3.2 Influencia del tipo de modulación asimétrica en la integral azimutal Y_i de la constante de acoplamiento cruzado

Se puede ver que los tipos **2** y **3** son casos específicos del caso general **1** y esto puede comprobarse con los resultados obtenidos. La aproximación **2**, que considera un arco eléctrico simétrico que modifica de igual forma cada lado de la fibra, no produce acoplamiento con modos asimétricos. La modulación tipo **1** ya puede considerar el gradiente de temperatura de un arco eléctrico real y produce acoplamiento con modos LP_{1i} . Con la aproximación tipo **3**, propia de un arco eléctrico con un gradiente de temperatura pronunciado o de la exposición de un lado de la fibra a un láser de CO_2 , es posible generar

un acoplamiento con modos LP_{1i} de mayor magnitud, aunque también presentan un acoplamiento menor con modos LP_{0i} con respecto a los tipos **1** y **2**.

Este decremento en el acoplamiento con modos simétricos puede observarse en la Figura 3.7. En esta figura se consideró una rejilla con modulación asimétrica del índice del núcleo (tipo **3**) con $p_{1,1} = 1$, $p_{2,1} = 0$ y una amplitud de modulación $v_1 = 3.6 \times 10^{-4}$. La fibra considerada (usada en trabajos de investigación de LPFGs convencionales [7,10]) tiene las siguientes características: $a_1 = 2.5 \mu\text{m}$, $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$, $n_1 = 1.457286$ y $n_2 = 1.45$. Se obtuvo el espectro alrededor de la resonancia correspondiente al acoplamiento con el modo LP_{05} de la cubierta para distintos valores de Δ_1 . Se observa una disminución en la profundidad de las resonancias así como un desplazamiento en longitud de onda. Esto se debe a una disminución en la constante de acoplamiento cruzado y en el coeficiente de auto-acoplamiento del núcleo respectivamente. Si se considera el caso en que $\Delta_1 = 360^\circ$, éste corresponde a la modulación simétrica; se obtuvo la respuesta de este caso para poder visualizar la disminución en el acoplamiento cuando existe modulación asimétrica.

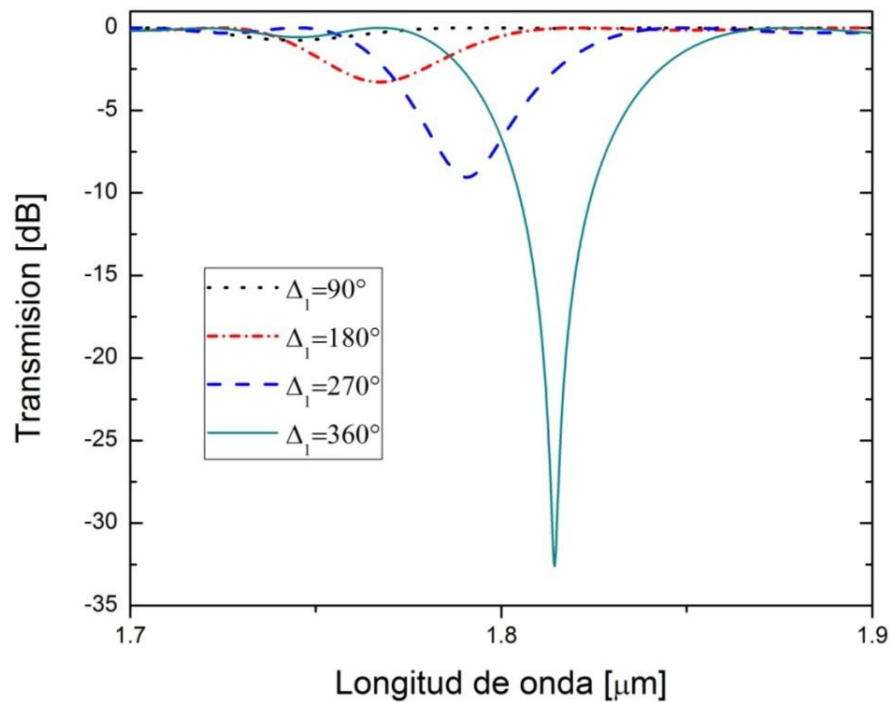


Figura 3.7 Influencia del valor de Δ_1 (modulación asimétrica) en el acoplamiento con el modo LP_{05}

Como se mencionó previamente, la modulación asimétrica también genera acoplamiento con modos asimétricos. Para analizar entonces la influencia que tiene la modulación asimétrica del índice del núcleo y de la cubierta en la respuesta de las rejillas, también se calculó la constante de acoplamiento cruzado κ en $[\text{cm}^{-1}]$ para los primeros 15 modos asimétricos LP_{1i} de la cubierta de acuerdo a las expresiones de la Tabla 3.2 y de la Ecuación (3.15). Se consideró una fibra con $a_1 = 2.5 \mu\text{m}$, a una longitud de onda $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, y el resto de los parámetros de la fibra utilizados en la Sección 3.1.3. Se

consideró una rejilla con modulación asimétrica del índice del núcleo y la cubierta de una sola sección con $\Delta_1 = 180^\circ$.

Los resultados obtenidos se muestran en la Figura 3.8. Se observa que el comportamiento del acoplamiento con modos asimétricos no es el mismo que con modos simétricos (ver Figura 3.2). En el acoplamiento con modos simétricos LP_{0i} debido a la modulación simétrica del índice del núcleo y la cubierta, el valor absoluto de κ es muy aproximado para ambos casos pero con signo contrario por lo que hay un acoplamiento nulo si se combinan ambos tipos de modulación. En este caso, ambos tipos de modulación producen κ con signo positivo y distintos valores. Por esta razón una modulación asimétrica combinada del núcleo y de la cubierta sí produce acoplamiento con modos LP_{1i} . En la figura también se observa que la modulación asimétrica del índice de la cubierta tiene una mayor influencia para los primeros modos, mientras que κ debido a la modulación asimétrica del índice del núcleo tiene valores muy bajos los cuales no son suficientes para generar una profundidad significativa en las longitudes de onda de resonancia.

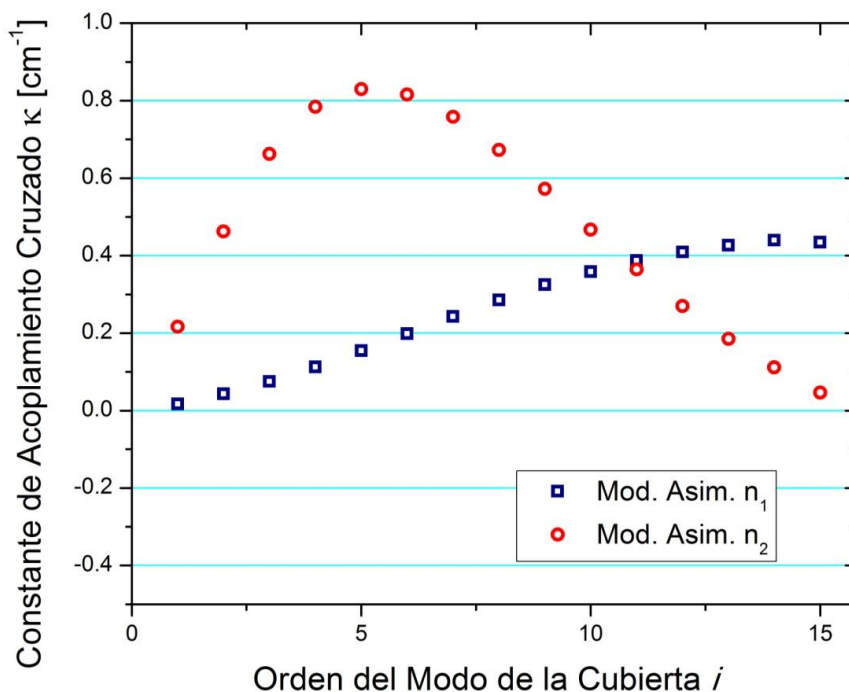


Figura 3.8 Influencia de la modulación asimétrica en la constante de acoplamiento cruzado en función del orden del modo asimétrico de la cubierta LP_{1i}

A partir de los resultados obtenidos en las Secciones 3.1 y 3.2 fue posible definir las características de acoplamiento que produce cada tipo de modulación. De igual forma, se analizó la influencia que tiene cada tipo de modulación en la respuesta de las rejillas y también se pudo comprobar que la geometría de la fibra modifica el comportamiento del acoplamiento entre modos. Con este modelo es posible diseñar y analizar rejillas fabricadas con tecnologías alternativas en base a los parámetros de las rejillas para obtener una respuesta deseada.

3.3 Simulación de rejillas de período largo con modulación del índice y el radio

En base al modelo descrito en este capítulo es posible simular la respuesta espectral de una rejilla de período largo con distintos tipos de modulación. Para la simulación de las LPFGs se desarrolló un programa en MATLAB que calcula el espectro de transmisión de una rejilla dependiendo de las características de la rejilla y de la fibra óptica que se desea simular. La estructura del programa y las expresiones utilizadas para calcular los coeficientes de acoplamiento se describen en el Anexo A. La respuesta espectral de una rejilla puede simularse a partir de la Ecuación (2.10) considerando la constante de acoplamiento cruzado κ , los coeficientes de autoacoplamiento σ y la desintonización δ para cada modo en el rango del espectro deseado. Una rejilla puede tener distintos tipos de modulación por lo que esto se considera en el cálculo de la constante de acoplamiento cruzado total y en el coeficiente de auto-acoplamiento de acuerdo a la Ecuación (3.2).

En esta sección se aplicó el modelo para simular la respuesta espectral de tres LPFGs con distintos tipos de modulación. En ningún caso se consideró la modulación del radio de la cubierta debido a que, como se comprobó en la sección anterior, produce un acoplamiento despreciable. Sin embargo, una modulación del radio del núcleo involucra una modulación del diámetro de toda la fibra. Los parámetros usados se definen en la Tabla 3.3. Cabe mencionar que no se consideró la dispersión de material en estas simulaciones por lo que los índices de refracción del núcleo y la cubierta fueron los mismos en toda la simulación.

Parámetros de la fibra		
Radio del núcleo	a_1	2.5 μm
Radio de la cubierta	a_2	62.5 μm
Índice del núcleo	n_1	1.444024
Índice de la cubierta	n_2	1.450795

Tabla 3.3 Parámetros de la fibra óptica y de la rejilla usados en las simulaciones

LPFG con modulación simétrica del índice y radio del núcleo

Para este caso se consideró una rejilla con un período constante de 570 μm con las características de la Tabla 3.3. Se consideró una amplitud de modulación del índice del núcleo de 3.6×10^{-4} y una amplitud de modulación del radio de -0.1312 correspondiente a una modulación del 6.4% del radio del núcleo. A partir de la Ecuación (2.10) se encontró que para tener una profundidad óptima se debía tener una longitud de rejilla alrededor de $L = 5.5$ cm, por lo que esa fue la longitud usada en la simulación mostrada en la Figura 3.9. El espectro de transmisión muestra el acoplamiento con los primeros cinco modos de la cubierta (LP_{0i}). Los parámetros se definieron para lograr un acoplamiento grande con el modo LP_{04} (que resulta en una resonancia de -30.81dB), por esta razón la resonancia correspondiente al modo LP_{05} de la cubierta es menor a pesar de tener un coeficiente de acoplamiento mayor (debido al sobre-acoplamiento).

LPFG con: $n_1 v_1 = 3.6 \times 10^{-4}$, $a_1 \alpha_1 = -0.1312$ (6.4%), $\Lambda = 570 \mu\text{m}$, $L = 5.5 \text{ cm}$

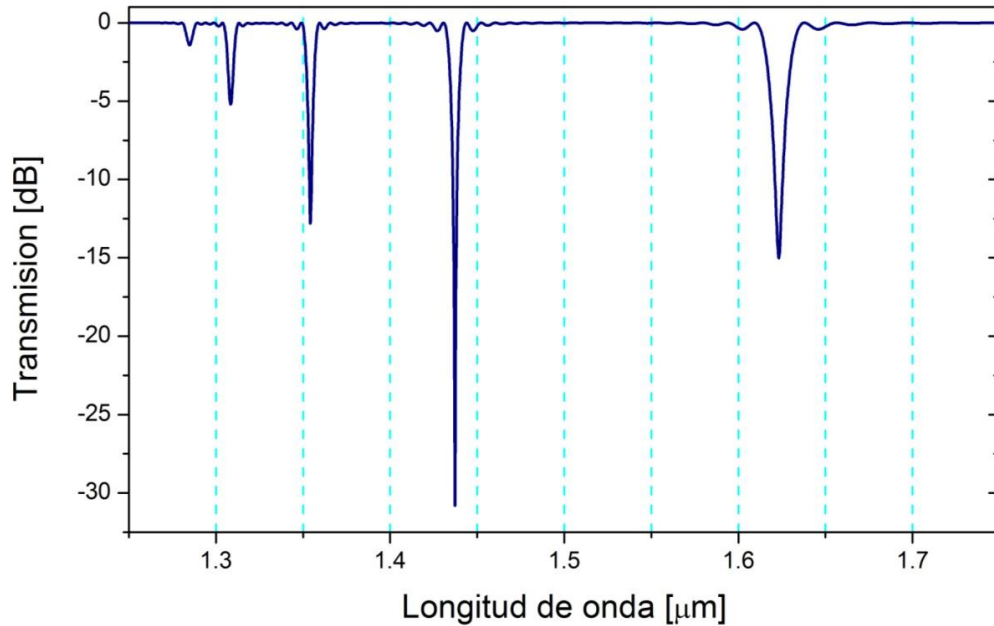


Figura 3.9 Simulación del espectro de transmisión de LPFG con modulación simétrica del índice y radio del núcleo

En la Sección 2.1 se mencionó como el producto de kL determina en gran parte el acoplamiento óptico para cierto modo. Para ilustrar la influencia de la longitud de la rejilla en la respuesta de la rejilla se calculó el espectro para distintos valores de L . Los resultados para el acoplamiento con el modo LP_{04} de la cubierta se muestran en la Figura 3.10 donde se observa que al aumentar L , se incrementa el acoplamiento. Sin embargo, si se usa un valor demasiado grande de L , se produce sobre-acoplamiento, se disminuye el ancho del lóbulo de resonancia y aparecen lóbulos laterales.

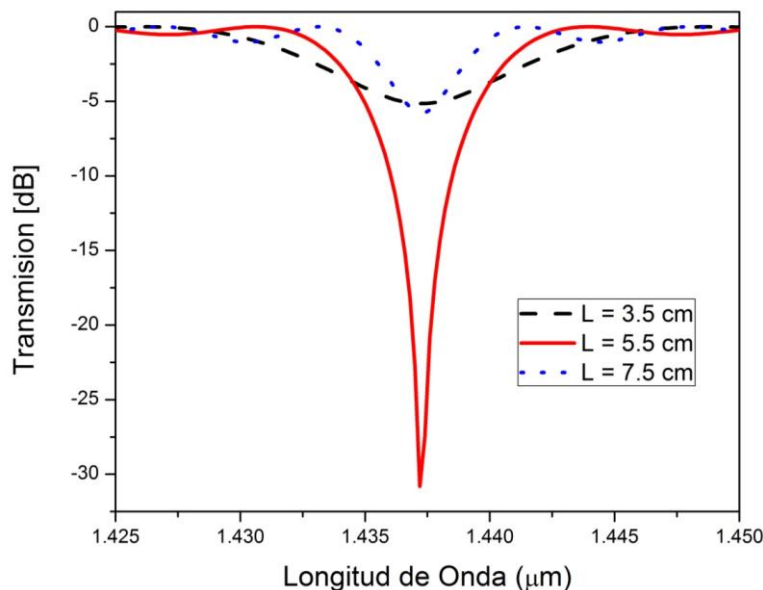


Figura 3.10 Influencia de la longitud de la rejilla en la respuesta de una LPFG

LPFG con modulación simétrica del índice de la cubierta y radio del núcleo

En este caso, para aplicar el modelo al diseño de una LPFG, los parámetros se ajustaron para lograr un acoplamiento con el modo LP_{05} que produjera una resonancia en la ventana de $1.55 \mu\text{m}$ usada en los sistemas de comunicaciones ópticas. Los parámetros y la respuesta espectral de la rejilla se muestran en la Figura 3.11.

LPFG con: $n_2 v_2 = 1.7 \times 10^{-4}$, $\alpha_1 \alpha_1 = -0.0615$ (3%), $\Lambda = 600 \mu\text{m}$, $L = 2.5 \text{ cm}$

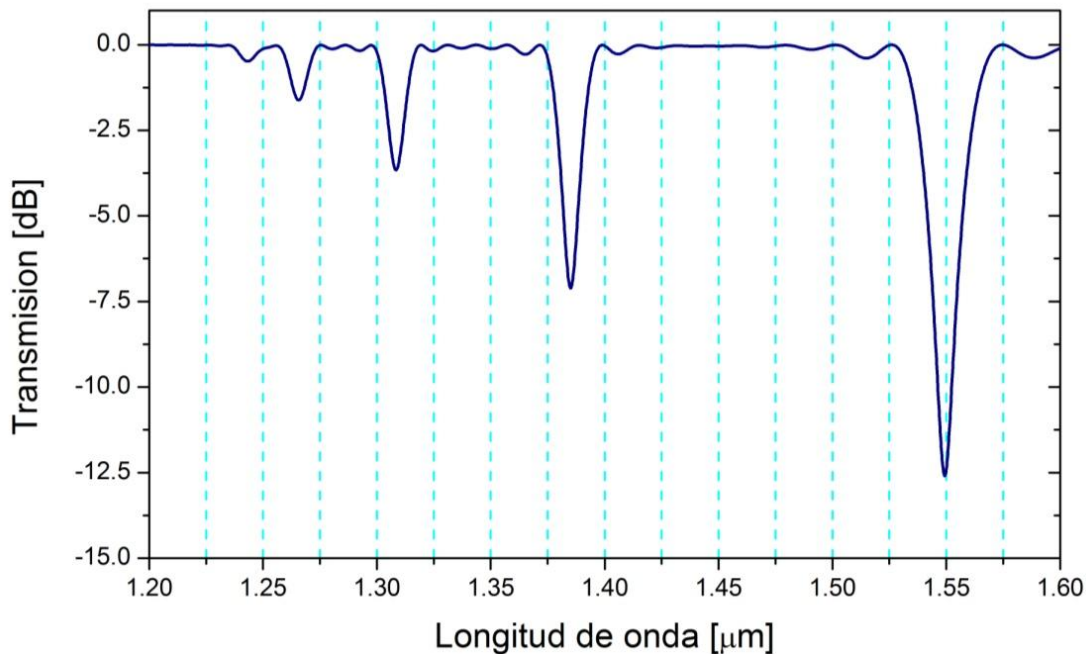


Figura 3.11 Simulación del espectro de transmisión de una LPFG con modulación simétrica del índice de la cubierta y radio del núcleo

Se puede observar que una rejilla de este tipo genera acoplamiento con modos simétricos. Esta combinación en específico para esta fibra produce coeficientes de acoplamiento grandes por lo que incluso para amplitudes de modulación bajas se producen resonancias significativas. Durante las simulaciones realizadas para este caso, se notó que esta combinación de modulaciones resulta en un desplazamiento importante hacia valores más chicos de longitud de onda. Esto se debe a que ambos tipos de modulación considerados producen un coeficiente de auto-acoplamiento negativo que se reflejan de forma importante en la respuesta de la rejilla.

Para ver si el cambio en el porcentaje de modulación del radio aumentaba la profundidad de las resonancias se calculó el espectro para el acoplamiento con los modos LP_{04} y LP_{05} . Los resultados se muestran en la Figura 3.12. Al aumentar el porcentaje de modulación del radio del núcleo, hay un aumento considerable en la profundidad de las resonancias (a excepción de la modulación de 6% del radio del núcleo que presenta sobre-acoplamiento con el modo LP_{05}) y también hay un desplazamiento en longitud de onda debido al

incremento en la magnitud del coeficiente de auto-acoplamiento. Este comportamiento puede ser útil para aplicaciones de LPFGs en filtros y selectores de frecuencia.

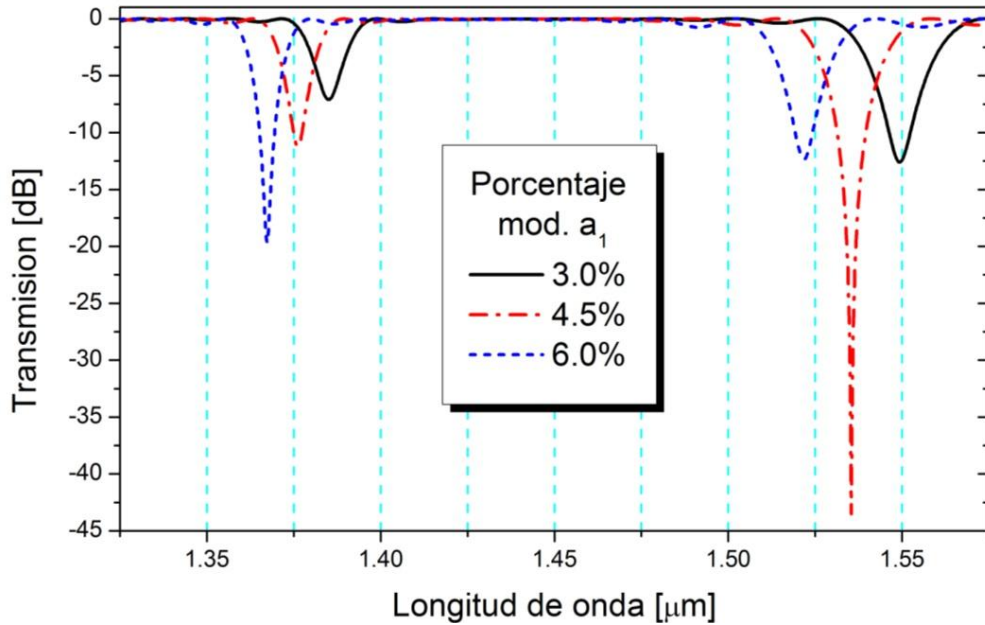


Figura 3.12 Influencia del porcentaje de modulación del radio del núcleo en la respuesta de una LPFG

LPFG con modulación asimétrica del índice del núcleo y cubierta

En este caso se consideró una fibra óptica con modulación asimétrica del índice del núcleo y de la cubierta en una misma sección con ancho $\Delta_1 = \pi$. Se utilizaron los parámetros de la Tabla 3.3 y una amplitud de modulación del índice $v_1 n_1 = v_2 n_2 = 2.35 \times 10^{-4}$.

$$P_i(r, \phi) = \begin{cases} \text{sección 1: } p_{1,co} = p_{1,cl} = 1 & -\pi/2 \leq \phi \leq \pi/2 \\ \text{sección 2: } p_{2,co} = p_{2,cl} = 0 & \pi/2 \leq \phi \leq 3\pi/2 \end{cases} \quad (3.17)$$

Considerando la Ecuación (3.9), la amplitud de modulación en la sección 1 sería $v_i n_i p_{1,i} = 2.35 \times 10^{-4}$ y 0 en la sección 2. El espectro que se obtuvo de la simulación se muestra en la Figura 3.13. El acoplamiento con modos LP_{0i} es prácticamente nulo debido a la cancelación de coeficientes de acoplamiento (ver Figura 3.2). Por otro lado, el acoplamiento con los primeros 5 modos asimétricos LP_{1i} domina la respuesta espectral de la rejilla teniendo una atenuación máxima de -28.79 dB en 1.5306 μm correspondiente al acoplamiento con el modo LP_{15} . De esta forma, se comprueba que una modulación asimétrica como la presentada en este caso, produce únicamente acoplamiento significativo con modos asimétricos. Los modos LP_{2i} tampoco tienen una influencia significativa en el espectro por lo que se pueden despreciar en este caso.

En la Figura 3.13 también se obtuvo la respuesta espectral para una sección de modulación $\Delta_1 = 90^\circ$ y $\Delta_1 = 270^\circ$ que es la misma en ambos casos debido a que la integral Y_i tiene el mismo valor para los dos anchos de sección angular.

LPFG asimétrica con: $n_1 v_1 p_{1,1} = n_2 v_2 p_{1,2} = 2.35 \times 10^{-4}$, $\Lambda = 570 \mu\text{m}$, $L = 2.5 \text{ cm}$

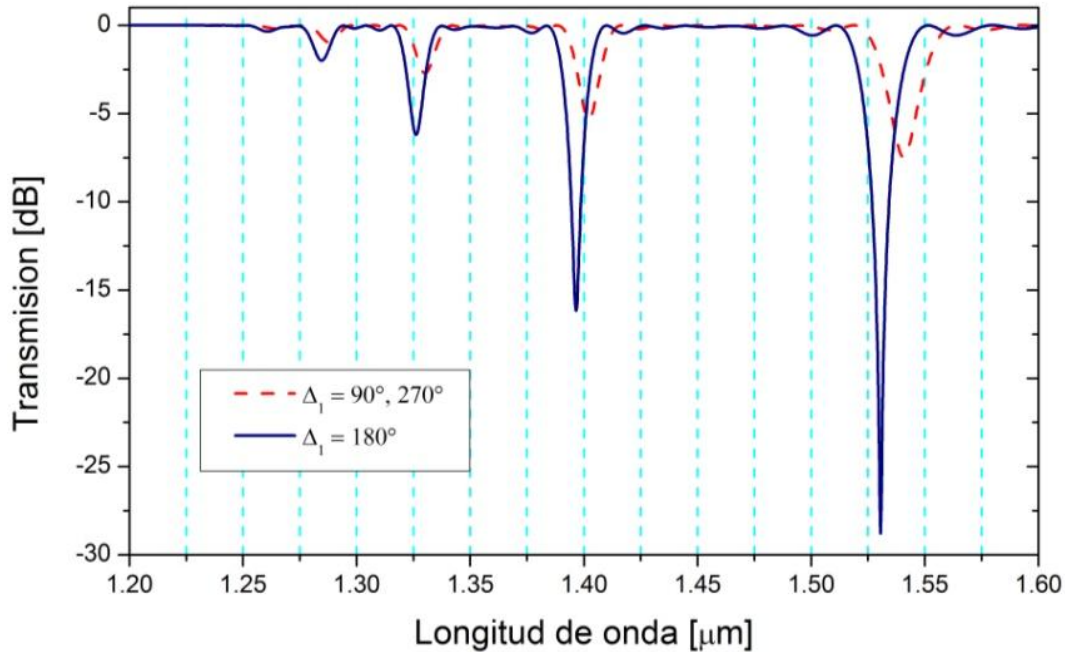


Figura 3.13 Simulación del espectro de transmisión de una LPFG con modulación asimétrica del índice del núcleo y de la cubierta

En esta sección se pudo verificar la funcionalidad del modelo presentado en esta tesis. Se obtuvieron conclusiones importantes acerca de los distintos tipos de modulación y cómo afectan los parámetros de las rejillas a la respuesta general de la misma. Se comprobó que un aumento en la amplitud de modulación (del índice o del radio) incrementa el coeficiente de acoplamiento que se refleja en la atenuación de las bandas de resonancia en el espectro de transmisión de la rejilla. También se observó la influencia de los tipos de modulación en el coeficiente de auto-acoplamiento, que a su vez afecta la posición de las resonancias en el espectro. De forma general, la modulación del índice del núcleo tiene un efecto positivo en el desplazamiento en longitud de onda, mientras que la modulación del índice de la cubierta y del radio tiene un efecto negativo en el desplazamiento en longitud de onda.

Con el modelo se observó la influencia de la modulación simétrica y asimétrica del índice de refracción en la respuesta de las rejillas. De esta forma, se explica la respuesta de rejillas fabricadas mediante arco eléctrico que, dependiendo de los parámetros de la rejilla, presentan acoplamiento con modos simétricos o asimétricos [8]. Basándose en el modelo, es posible diseñar y analizar rejillas de período largo en fibra óptica fabricadas con distintas tecnologías para obtener una respuesta determinada.

CAPÍTULO 4

Aplicaciones del modelo en el diseño de dispositivos ópticos

A partir del modelo descrito en los capítulos previos es posible obtener la respuesta de distintos tipos de rejillas, ya sea para caracterizar la respuesta de una rejilla fabricada de forma experimental o para diseñar rejillas con características específicas. Se pueden fabricar rejillas simétricas o asimétricas con distintas amplitudes y tipos de modulación para obtener una respuesta determinada. Si se desconocen con exactitud los parámetros que se modifican en algún proceso de fabricación de LPFGs, éstos se pueden aproximar con el modelo. Conociendo algunos parámetros de la rejilla y de la fibra, se pueden aproximar otros parámetros más difíciles de caracterizar dentro de una LPFG como la amplitud de modulación del índice y la naturaleza de los modos que se generan para así definir los mecanismos de formación de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías.

Se han comprobado aplicaciones de LPFGs convencionales en multiplexores, correctores de dispersión cromática, filtros y amplificadores dentro del área de las telecomunicaciones. Las LPFGs fabricadas con luz UV han dominado esta área debido a la falta de modelos teóricos que describan de forma precisa el comportamiento de LPFGs fabricadas con tecnologías alternativas, y también debido a la falta de estandarización en los procesos de fabricación de las mismas. El modelo descrito en esta tesis, permite describir otros tipos de perturbación que se presentan en estas rejillas y también puede servir para investigar los mecanismos de formación de LPFGs con distintas tecnologías y así, fabricar rejillas más estables y eficientes. Al caracterizar estas rejillas, su aplicación e implementación en el área de las telecomunicaciones será más viable.

Otra área de aplicaciones de rejillas de mucho crecimiento en recientes años, es el área de sensores de temperatura, tensión, o índice de refracción. En este capítulo se presentan dos aplicaciones del modelo que ilustran la funcionalidad del mismo. Primero, se hace una comparación de resultados del modelo y la respuesta experimental de LPFGs fabricadas mediante exposición a un arco eléctrico durante una estancia de investigación en el CIO. Después, como una aplicación del modelo a un dispositivo óptico, se describe un sensor refractométrico basado en una LPFG fabricada con arco eléctrico. Una aplicación de este tipo puede ser usada en distintas áreas como las telecomunicaciones, la industria y la medicina.

4.1 Comparación de resultados teóricos y experimentales

En el CIO (Centro de Investigación en Óptica) en León, Guanajuato se fabrican LPFGs mediante distintos métodos de fabricación como irradiación de láser UV, exposición a un arco eléctrico y por inducción mecánica. Gracias a los equipos disponibles en este centro fue posible fabricar LPFGs mediante la exposición a un arco eléctrico. La configuración

utilizada para la creación de las rejillas es la misma que la descrita en la Sección 1.4.3 y en la Figura 1.10. Trabajos de investigación sobre esta técnica de fabricación muestran que en estas rejillas se induce un cambio en el índice del núcleo y de la cubierta. En el Capítulo 3 se comprobó que una modulación simétrica combinada del índice del núcleo y de la cubierta resulta en un acoplamiento mínimo si se consideran amplitudes de modulación similares. Dependiendo de los parámetros de fabricación, también se puede inducir una modulación del radio de la fibra como se comprobó en el CIO. Por esto, para comparar el modelo y la respuesta experimental, se consideró una modulación asimétrica del índice de refracción y una modulación simétrica del radio de la fibra.

El proceso de fabricación de rejillas mediante este método tiene sus limitantes, pues las descargas del arco eléctrico que produce la empalmadora no son siempre constantes y presentan pequeñas variaciones entre descargas consecuentes. Sin embargo, la respuesta total después de varias descargas se aproxima al comportamiento de una rejilla uniforme. En el proceso de fabricación se modificaron los siguientes parámetros: potencia y duración de arco eléctrico, y la tensión ejercida por un peso en el extremo de la fibra. Después de realizar rejillas con distintos parámetros, y tomando como referencia trabajos previos sobre la realización de rejillas con arco eléctrico [1,2], se obtuvieron parámetros óptimos para la creación de LPFGs. Las especificaciones del proceso de fabricación así como la descripción del equipo usado se describen en el Anexo B.

Fue necesario caracterizar los parámetros de las rejillas fabricadas de la forma más precisa posible. La amplitud de modulación del radio de la rejilla es un parámetro importante para la aplicación del modelo y que se pudo medir en el CIO. Habiendo identificado la influencia de cada uno de los parámetros del proceso de fabricación, fue posible ajustarlos para obtener rejillas con distintas amplitudes de modulación del radio cuyas respuestas se compararon con el modelo. Los parámetros de fabricación y características de las rejillas seleccionadas para comparar con el modelo se muestran en la Tabla 4.1.

	LPFG 1	LPFG 2
Parámetros de fabricación		
Potencia de Arco eléctrico	5 W	5W
Duración de Arco eléctrico	300 ms	400ms
Peso (Tensión Axial)	14.09 g	14.09 g
Parámetros de las rejillas		
Período Λ	600 μm	600 μm
Longitud L	4.8 cm (80 desc.)	4.14 cm (69 desc.)
Porcentaje de modulación de a_1	0.8%	6.4%
Amplitud de modulación $a_1\alpha_1$	-0.0169 μm	-0.1312 μm

Tabla 4.1 Parámetros de rejillas fabricadas en el CIO

Todas las rejillas fabricadas en el CIO se hicieron en fibras Thorlabs SMF-28 [3] cuyo radio de la cubierta es $a_2 = 62.5 \mu\text{m}$. El radio y la concentración de dopante GeO_2 del núcleo de la fibra se obtuvieron a partir de un trabajo previo sobre optimización de parámetros para simulación de rejillas fabricadas mediante arco eléctrico en fibras SMF-28 [4]. Se consideró una concentración de 3.23% de GeO_2 y 96.77% de SiO_2 en el núcleo de la fibra con un radio $a_1 = 4.22 \mu\text{m}$. En este caso, sí se consideró la dispersión de material y los índices de refracción a una determinada longitud de onda se obtuvieron a partir las ecuaciones de Sellmeier [5] considerando la concentración de dopantes antes mencionada y una cubierta de sílice puro (@ $1.55 \mu\text{m}$: $n_1 = 1.44887544$ y $n_2 = 1.44402362$).

En la Figura 4.1 se muestra el esquema de modulación del índice que se consideró para la simulación de una LPFG fabricada mediante arco eléctrico. Trabajos dedicados a los mecanismos de formación de LPFGs mediante arco eléctrico han comprobado la asimetría de un arco eléctrico y el gradiente de temperatura que se genera en el mismo, por lo que se consideró una modulación acorde a esta asimetría. Basándonos en la Tabla 3.2 se propuso un esquema con dos secciones de modulación por capa. El ancho angular de estas secciones se encuentra determinado por Δ_1 y Δ_2 , y es el mismo para el núcleo y para la cubierta. Fuera de estas secciones no hay modulación del índice. De esta forma las amplitudes de modulación son $n_1 v_1 p_{co}$ y $n_2 v_2 p_{cl}$ para el núcleo y la cubierta respectivamente. La comparación del resultado experimental con el modelo confirma que el esquema propuesto se aproxima a la modulación en este tipo de rejillas.

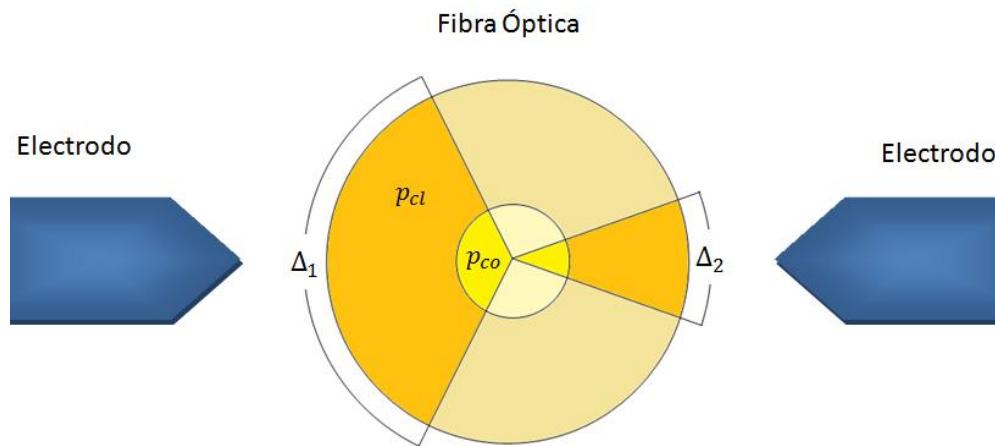


Figura 4.1 Esquema de modulación asimétrica del índice considerado debido a la acción de un arco eléctrico

La modulación del radio del núcleo se aproximó a una modulación simétrica. Esta amplitud de modulación se midió utilizando el software de una procesadora de vidrio (ver Anexo B) que permitía ver la rejilla mediante una cámara microscópica y realizar mediciones del diámetro de la fibra. Debido a la incertidumbre de medición y a las variaciones entre arcos consecuentes se tomaron varias mediciones para después obtener un promedio de los diámetros medidos. Así, se obtuvo la amplitud promedio de modulación del radio de la rejilla. Cabe mencionar que las mediciones tomadas tienen una incertidumbre de $\pm 0.4 \mu\text{m}$.

En la Figura 4.2 se muestra la medición del diámetro de la rejilla **LPFG2** en una sección expuesta al arco. El diámetro medido en la figura es $117 \pm 0.4 \mu\text{m}$ que equivale a una modulación del $6.4 \pm 0.32 \%$ del diámetro de la fibra como se muestra en la Tabla 4.1, y a una amplitud de modulación $a_i\alpha_i = -0.1312$ de acuerdo a la Ecuación (3.6). La modulación del radio en esta fibra produce acoplamiento bajo con los primeros modos simétricos (ver Figura 3.3), por lo que las bandas de atenuación en el espectro se deben al acoplamiento con modos asimétricos producto de la modulación asimétrica del índice.

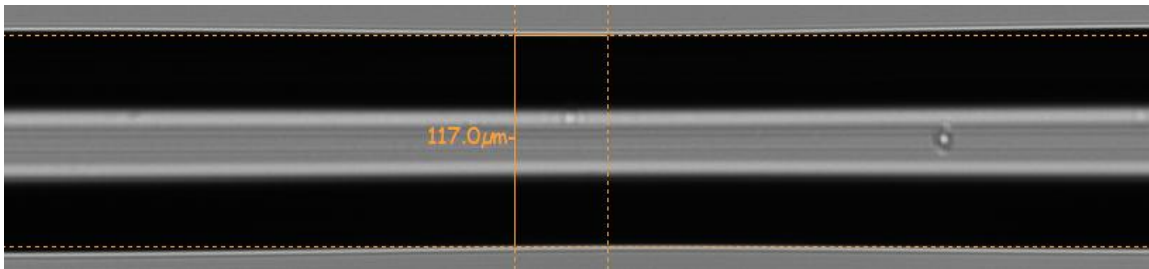


Figura 4.2 Imagen de la medición del diámetro de la rejilla con modulación del 6.4% ($D = 117 \mu\text{m}$)

En las simulaciones del modelo se usaron los parámetros de la Tabla 4.1, mientras que los parámetros de modulación asimétrica se ajustaron para aproximar los resultados a la respuesta real. Las bandas de atenuación que se aprecian en ambas comparaciones corresponden al acoplamiento con los modos LP_{11} , LP_{12} y LP_{13} . En la Figura 4.3 se muestra la comparación entre la respuesta experimental de la rejilla **LPFG1** y la respuesta obtenida con el modelo. Se consideraron las amplitudes de modulación $v_1n_1 = 0.95 \times 10^{-4}$ y $v_2n_2 = 2 \times 10^{-4}$, mientras que, de acuerdo a la Figura 4.1, se consideraron dos secciones de modulación en cada capa definidas por $\Delta_1 = 135^\circ$ y $\Delta_2 = 45^\circ$.

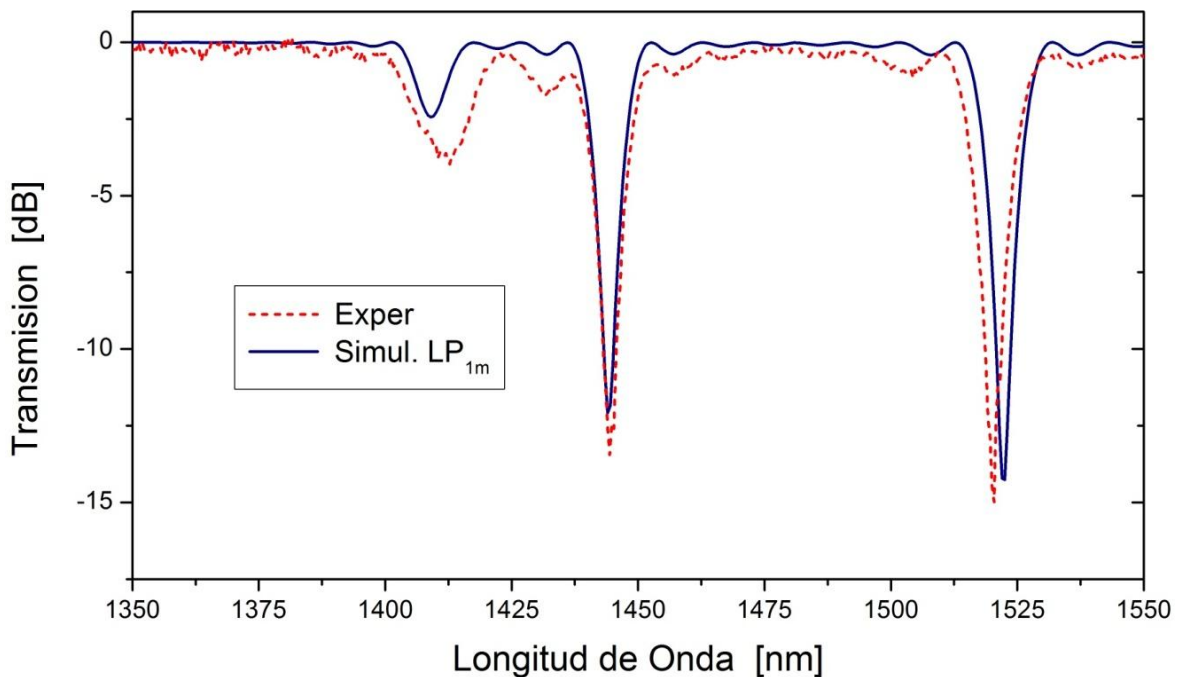


Figura 4.3 Comparación entre la respuesta experimental de LPFG1 y la obtenida por el modelo

Se pudo comprobar que la modulación asimétrica considerada puede describir los cambios que se inducen en la rejilla por un arco eléctrico debido a que las respuestas se aproximan mucho una a otra. Existen pequeñas diferencias en las longitudes de onda de resonancia para el primer y el tercer modo que se pueden deber a modulaciones asimétricas del radio que no se consideran en el modelo, así como a los coeficientes de auto-acoplamiento de los modos de la cubierta, los cuales se desprecian en el modelo. Las diferencias en atenuación entre las dos respuestas se atribuyen a integraciones numéricas que se usan en la simulación para obtener los coeficientes de acoplamiento, así como pérdidas que no se toman en cuenta en el modelo como las que se generan por conectores, microcurvaturas y por la modificación de la estructura original de la fibra.

En la Figura 4.4 se muestra la comparación entre la respuesta experimental obtenida por la rejilla **LPFG2** y la simulación realizada. En este caso, las amplitudes de modulación que mejor se ajustaron al resultado experimental fueron $\nu_1 n_1 = 1.07 \times 10^{-4}$ y $\nu_2 n_2 = 2.208 \times 10^{-4}$. Esto tiene sentido pues la **LPFG2** se fabricó con una duración de arco eléctrico mayor a la **LPFG1**, por lo que la modulación del índice se supone también mayor. La modulación del radio también se incrementa (esto se comprobó midiendo el diámetro) lo que explica el desplazamiento en longitud de onda de las bandas de atenuación debido al incremento negativo en el coeficiente de auto-acoplamiento por la modulación del radio. Como el arco eléctrico aplicado a las rejillas se considera igual, se usaron las mismas secciones de modulación asimétrica ($\Delta_1 = 135^\circ$ y $\Delta_2 = 45^\circ$).

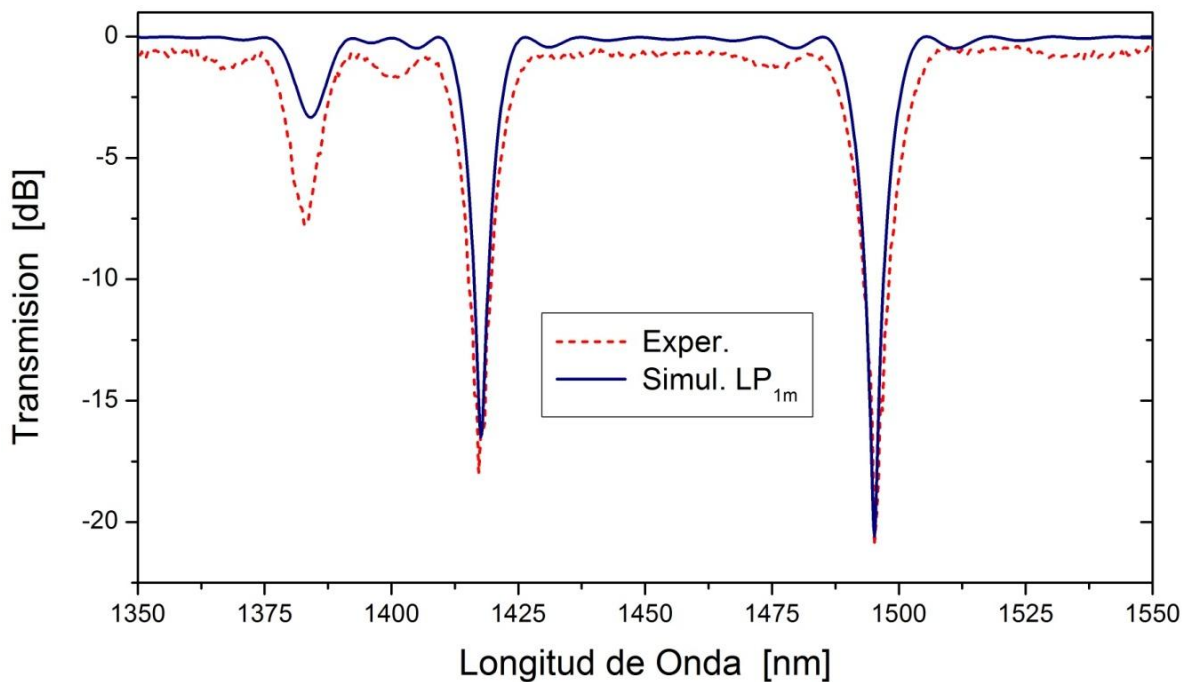


Figura 4.4 Comparación entre respuesta experimental de LPFG2 y la obtenida por el modelo

Se observa que, en este caso, la simulación del modelo con los parámetros considerados se aproxima bastante a la respuesta experimental. En este caso, las diferencias en atenuación y

en las longitudes de onda de resonancia son mínimas para la segunda y tercera banda. En el caso de la primera banda, la diferencia en atenuación se pueden deber al acoplamiento con modos de otra simetría o a los factores mencionados previamente. Por esto, el modelo resulta incluso más preciso cuando se presenta una modulación del radio importante. Se puede concluir que el modelo es una buena herramienta para identificar los modos con los que hay acoplamiento, así como para calcular las longitudes de onda de resonancia y diseñar dispositivos con determinadas características espectrales.

La modulación asimétrica del índice de dos secciones con las amplitudes de modulación mencionadas fue el modelo que más se aproximó a la respuesta experimental de la rejilla por lo que se comprueba que la fibra no es afectada de forma uniforme por el arco eléctrico y que estas rejillas producen acoplamiento con modos asimétricos. Los lados expuestos directamente al arco eléctrico deben ser afectados en mayor grado debido al gradiente de temperatura. Sin embargo, en LPFGs con un radio del núcleo menor (como $a_1 = 2.5 \mu\text{m}$), la respuesta puede ser diferente pues, como se comprobó en la Sección 3.1, la modulación del radio produce un acoplamiento con modos simétricos que ya no es despreciable.

En esta sección no sólo se comparo el modelo con resultados experimentales, sino que se pudo realizar una aproximación al tipo de modulación asimétrica que se induce en una rejilla fabricada mediante arco eléctrico. Esta aproximación permite conocer de forma más precisa con qué magnitud y en qué forma se afecta el índice de refracción de la fibra con esta tecnología de fabricación, así como la influencia que tiene la modulación asimétrica en la respuesta de estas rejillas. Estudios similares podrían realizarse en rejillas fabricadas con otras tecnologías para investigar los mecanismos de formación de LPFGs.

4.2 Sensor refractométrico basado en una rejilla fabricada con arco eléctrico

A partir del modelo descrito en secciones previas y del programa desarrollado es posible simular una posible aplicación de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías. Existen trabajos que han demostrado cómo cambios en la temperatura, en el índice de refracción externo o en las tensiones aplicadas a la fibra modifican la respuesta espectral de una rejilla convencional (inscrita con luz UV) [6-8]. Esta variación en la respuesta espectral puede relacionarse directamente al cambio de temperatura, índice externo o tensiones por lo que es posible desarrollar dispositivos de sensado con estas rejillas. La ventaja de este modelo es que permite el desarrollo de sensores a partir de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías y que presentan distintos tipos de modulación.

Las LPFGs presentan sensibilidad al índice externo del material rodeando a la cubierta. Esto se debe a la dependencia de las resonancias de acoplamiento al índice efectivo de los modos de la cubierta los cuales a su vez dependen del índice externo del material (ver Sección 2.3). De esta forma, las LPFGs funcionan como sensores de índice de refracción

basados en el cambio en longitud de onda de resonancia o en la atenuación de las bandas de resonancia. En esta sección se simuló un sensor refractométrico del medio externo basado en las rejillas fabricadas en el CIO cuyos parámetros se definieron en la sección anterior.

El programa desarrollado a partir del modelo usa la condición de Bragg y la consideración del auto-acoplamiento de los modos (Ecuaciones (2.4) – (2.5)) para encontrar las longitudes de onda de resonancia de una rejilla. La Figura 4.5 muestra las curvas de longitud de onda de resonancia para el acoplamiento con los primeros 5 modos LP_{1i} de la cubierta en función del período de la rejilla Λ . Se puede observar que los modos de orden mayor tienen una mayor sensibilidad a los cambios en el período de la rejilla pues presentan curvas con pendientes mayores. Estos modos también presentan una mayor sensibilidad a cambios en el índice externo por lo que en sensores de este tipo se trabaja con modos de orden mayor.

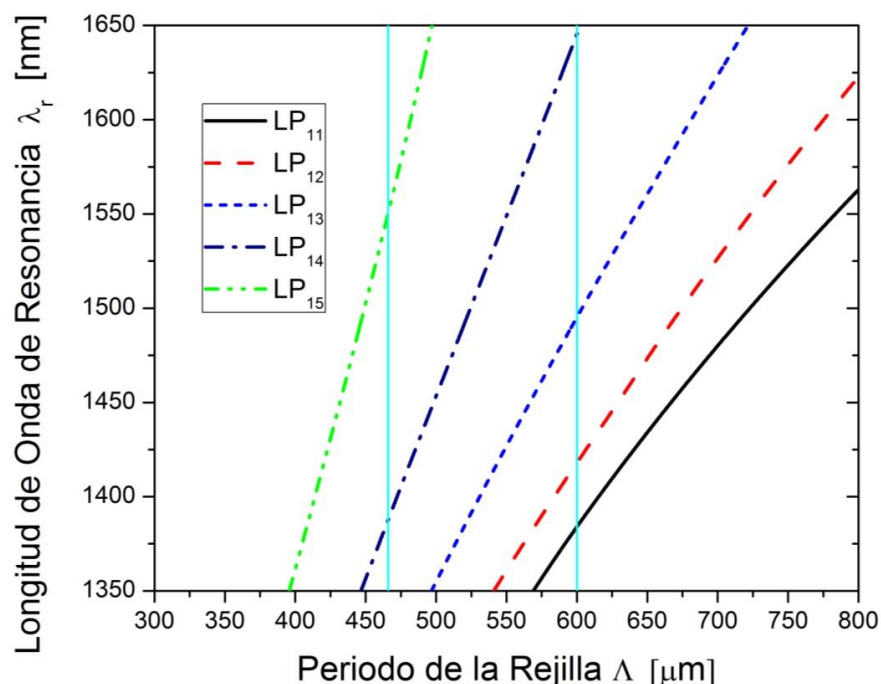


Figura 4.5 Longitud de onda de resonancia en función del período de la rejilla

Las líneas verticales en la Figura 4.5 representan el período de una rejilla por lo que las intersecciones con estas líneas corresponden a las longitudes de onda de resonancia en el espectro de estas rejillas. La línea $\Lambda = 600 \mu\text{m}$ corresponde a la rejilla fabricada con arco eléctrico simulada en la sección anterior, con modulación del radio de 6.4%. Las intersecciones corresponden a las longitudes de onda de resonancia de la Figura 4.4. La línea vertical $\Lambda = 466 \mu\text{m}$ en la Figura 4.5 corresponde a una rejilla fabricada mediante arco eléctrico (con modulación simétrica de a_1 & a_2 y asimétrica de n_1 & n_2 , y los parámetros antes mencionados) que se simuló para aplicación como sensor refractométrico. El período se disminuyó con respecto al período usado en la Sección 4.1 para tener acoplamiento con el modo LP_{15} en $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, y así tener una mayor sensibilidad del índice externo. La longitud de la rejilla se incrementó ($L = 4.75 \text{ cm}$) y la

amplitud de modulación del índice se ajustó para tener un acoplamiento de mayor atenuación y de menor ancho espectral permitiendo una medición más precisa del sensor. Esta rejilla se comparó en la Figura 4.6a con una rejilla convencional (con modulación simétrica de n_1) con un período $\Lambda = 419 \mu\text{m}$ y $L = 4 \text{ cm}$, ajustada para tener un lóbulo de acoplamiento con el modo simétrico LP_{05} en $\lambda = 1.55 \text{ nm}$. Esto permite comparar el desplazamiento de un lóbulo de características similares en las dos rejillas.

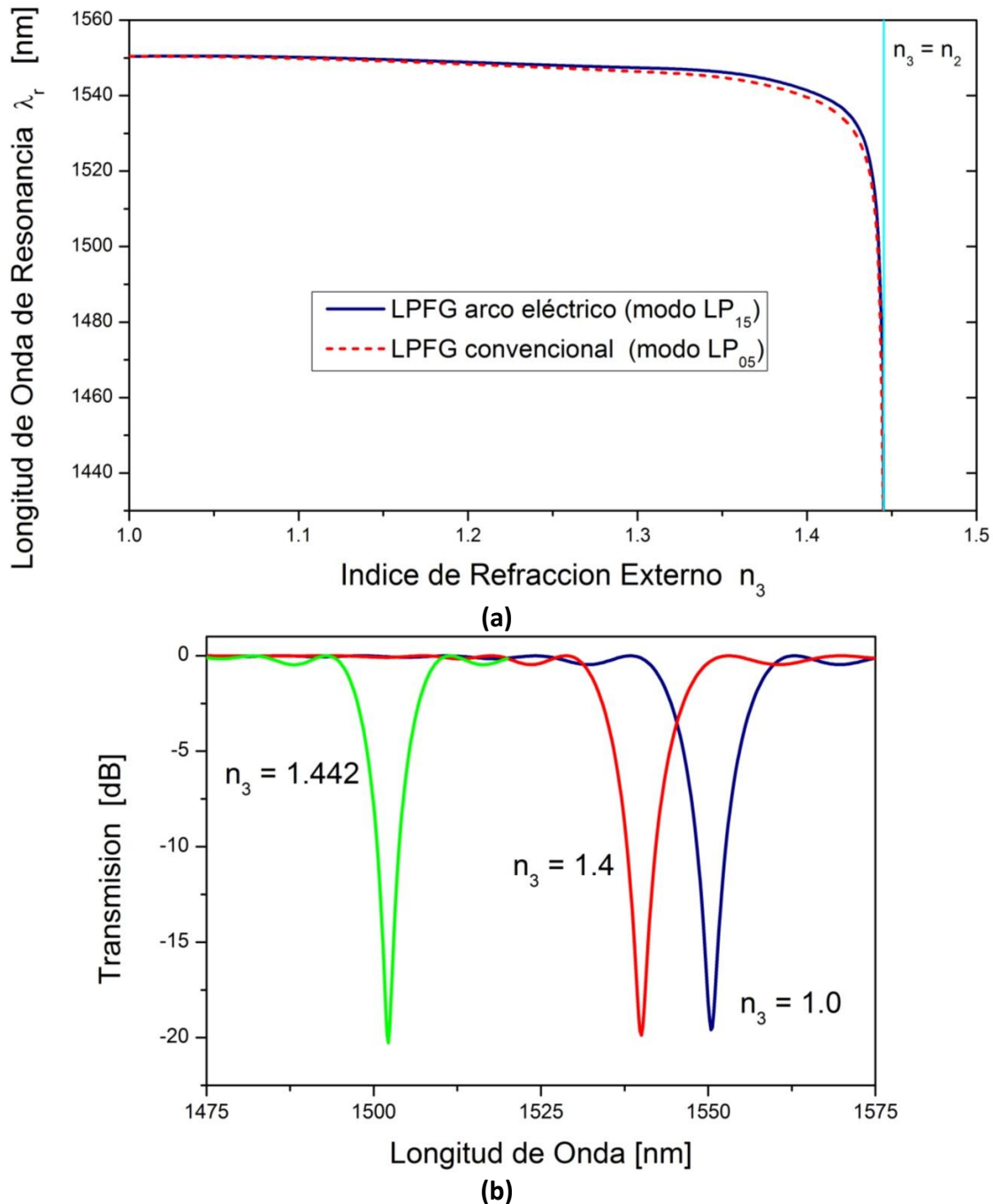


Figura 4.6 a) Longitud de onda de resonancia en función del índice de refracción externo **b)** Transmisión de LPFG fabricada con arco eléctrico alrededor del acoplamiento con el modo LP_{15} para $n_3 = 1.0, 1.4, 1.442$

En ambas rejillas de la Figura 4.6a, se consideraron los parámetros la fibra Thorlabs SMF-28 para poder obtener conclusiones objetivas. El desplazamiento de la longitud de onda de resonancia, en función del índice externo, para las dos rejillas se muestra en la Figura 4.6. El índice externo se varió desde el índice de refracción del aire $n_3 = 1.0$ hasta el índice de la cubierta $n_2 = 1.44532$ correspondiente a la línea vertical en la Figura 4.6a. La comparación se hace para verificar la aplicación de rejillas con distintos tipos de modulación en sensores a partir del modelo, ya que existen varios trabajos que comprueban la aplicación de LPFGs convencionales en sensores refractométricos [6-8]. La Figura 4.6b muestra el espectro de transmisión para 3 valores distintos de índice de refracción externo con la LPFG fabricada con arco eléctrico.

Se observa que la respuesta entre ambas rejillas es muy similar por lo que se comprueba la aplicación de LPFGs con distintos tipos de modulación como sensores refractométricos. Para aumentar la sensibilidad al índice externo n_3 , se pueden escoger modos de mayor orden y períodos más chicos, sin embargo aquí se consideraron los parámetros que pudieran aproximarse a parámetros reales de fabricación que se observaron el CIO. Si se considera que la sensibilidad de la rejilla aumenta considerablemente a partir de $n = 1.33$ (índice de refracción del agua, H_2O) los resultados sugieren aplicaciones importantes en sensores de líquidos y concentraciones de químicos. Conociendo los índices de refracción de una sustancia [9] se pueden desarrollar aplicaciones en distintas áreas. Algunas propuestas de aplicaciones son las siguientes:

- **Sensor de concentración de anticongelante.**- El glicol de etileno con un índice de refracción $n = 1.43$ es el principal componente del anticongelante. A partir de la Figura 4.6, se observa que una LPFG podría ser implementada para revisar la concentración de anticongelante dentro de un líquido o combustible que se mediría a partir del desplazamiento de la longitud de onda de resonancia. El anticongelante se usa no sólo para evitar el congelamiento de materiales, también se usa para aumentar el punto de ebullición de los mismos. Por esto un sensor de este tipo tendría aplicaciones importantes en tanques de motores, tanques de almacenamiento, y sistemas de refrigeración para revisar su óptimo funcionamiento.
- **Sensor de concentración de alcohol.**- Hoy en día existen muchos productos que se basan en alcoholes (como el etanol $n = 1.361$, la glicerina $n = 1.4729$, etc.) cuyos índices de refracción se encuentran en la zona de mayor sensibilidad de la Figura 4.6. Las LPFGs podrían usarse para verificar la calidad y toxicidad de productos (bebidas etílicas, aceites, cosméticos, solventes, antisépticos) a partir de su concentración de alcohol, así como para verificar procesos de elaboración de biocombustibles basados en estos alcoholes.
- **Sensor de temperatura.**- Existen líquidos que presentan una sensibilidad de índice alta en función de la temperatura la cual se puede cuantificar [10]. Se puede fabricar un sensor de temperatura basado en una LPFG rodeada por estos líquidos. El

cambio en la temperatura del líquido se relacionaría a un desplazamiento en la longitud de onda de resonancia de la rejilla.

- **Sensor de contaminantes en la sangre.**- A partir de los resultados obtenidos, se podría desarrollar un sensor que determinaría el porcentaje de concentración de una sustancia dentro de la sangre. Conociendo el efecto en el índice de refracción de la concentración de una sustancia en la sangre, se puede relacionar la concentración de sustancia al cambio en respuesta de la rejilla. Un sensor de este tipo tendría aplicaciones importantes en la medicina y la biología.

La implementación de estos sensores en LPFGs con tecnologías alternativas sería más simple y menos costosa que con una LPFG convencional fabricada con luz UV. El índice de refracción de un material da mucha información acerca de la composición de un material. Conociendo el índice de refracción es posible identificar químicos o materiales, así como determinar la concentración de algún componente en una solución. La zona que presenta más sensibilidad de cambios en el índice externo es la zona más relevante para sensores de químicos o concentraciones de líquidos. Por esta razón, el modelo presentado en esta tesis puede ser una herramienta muy útil para el diseño de dispositivos con alta sensibilidad a pequeños cambios en el índice de refracción.

También se pueden desarrollar sensores de temperatura, tensión y torsión basados en rejillas fabricadas con tecnologías de fabricación alternativas a la fabricación por luz UV, como se ha comprobado de forma experimental [7,11,12]. Un análisis más detallado y el diseño de más aplicaciones a partir del modelo teórico descrito en esta tesis (que considera distintos tipos de modulación) son posibles temas a desarrollar en trabajos y proyectos futuros como seguimiento a esta tesis.

CONCLUSIONES

En esta tesis se presentó un modelo de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías. Se analizaron distintas tecnologías de fabricación de LPFGs que existen a la fecha revisando sus características y los mecanismos mediante los cuales modifican el índice efectivo de los modos que se propagan por la fibra. A partir de los mecanismos de modificación analizados y la investigación de los métodos de fabricación, se definieron los tipos de modulación que el modelo debía tomar en cuenta. Durante una estancia profesional en el CIO fue posible elaborar LPFGs mediante la exposición a un arco eléctrico y se identificaron los parámetros que definen la respuesta de rejillas fabricadas con ésta y otras tecnologías. En esta estancia, se tuvo un acercamiento más profundo a esta técnica y a las características generales de LPFGs.

En el Capítulo 2 se comparó la utilidad y precisión del modelo de dos capas con el modelo de tres capas en el análisis de la propagación de la luz en fibras ópticas y en LPFGs convencionales. Además, se definieron los fundamentos de la teoría de modos acoplados para LPFGs. Por medio de simulaciones se observó que el modelo de dos capas es válido sólo para calcular el modo del núcleo. En el cálculo de los modos de la cubierta hay diferencias significativas entre los dos modelos para los índices efectivos de los modos y por consiguiente, para los coeficientes de acoplamiento entre modos. Por esta razón, en el análisis y diseño de LPFGs se debe utilizar el modelo de tres capas para evitar errores. Es por esto que el modelo presentado utiliza el modelo de tres capas.

En el Capítulo 3 se describió el modelo general para LPFGs con modulación del índice y del radio, y las expresiones utilizadas para implementar el modelo. Se definió la influencia de cada tipo de modulación en la respuesta de las rejillas para explicar el comportamiento de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías. Se comprobó que una modulación combinada del índice del núcleo y de la cubierta genera acoplamiento bajo con modos simétricos; por otro lado, rejillas con modulación asimétrica combinada del núcleo y de la cubierta producen acoplamiento considerable con modos asimétricos (lo cual pudo comprobarse en el Capítulo 4). Se observó que el acoplamiento por modulación del radio de la cubierta es despreciable y que la modulación del radio del núcleo produce acoplamientos de gran magnitud en fibras ópticas con núcleos chicos ($a_1 = 2.5 \mu\text{m}$), y acoplamientos bajos en fibras cuyo radio del núcleo es mayor ($a_1 = 4.1 \mu\text{m}$).

Fue posible comparar el modelo planteado en la tesis con resultados experimentales obtenidos a partir de rejillas fabricadas mediante la exposición a un arco eléctrico en el CIO. Se verificó la funcionalidad del modelo como herramienta para diseñar y analizar rejillas con distintos tipos de modulación, así como para investigar los parámetros de modulación que se inducen en rejillas con distintas tecnologías. Se propuso un esquema original de modulación asimétrica para describir las LPFGs fabricadas con arco eléctrico, a

partir del cual se obtuvieron respuestas muy aproximadas a las respuestas experimentales, explicando así, la formación de LPFGs con este método.

Finalmente, un sensor refractométrico basado en una rejilla fabricada mediante arco eléctrico es presentado como una aplicación del modelo. En este caso, el cambio del índice de refracción externo se relacionó directamente al desplazamiento de las longitudes de onda de resonancia para desarrollar un sensor de índice de refracción de materiales. Se encontró una gran sensibilidad de esta rejilla para índices de refracción de líquidos y soluciones. Potenciales aplicaciones de un sensor de este tipo serían útiles en distintas áreas como telecomunicaciones, control de calidad, procesos de manufactura y medicina.

El modelo y los resultados presentados en esta tesis incentivan la investigación sobre tecnologías alternativas de fabricación de LPFGs y fomentan la diversificación de dispositivos de comunicaciones ópticas y sensores. El modelo puede ser muy útil para disminuir el costo de dispositivos basados en fibra óptica, impulsar el desarrollo de tecnología y el crecimiento de la industria de telecomunicaciones y otras áreas de alta tecnología.

TRABAJO A FUTURO

Existen áreas y proyectos en las que se podría extender el trabajo presentado en esta tesis, así como diseñar aplicaciones de LPFGs fabricadas con distintas tecnologías.

- Modelo de LPFGs que considere la modulación asimétrica del radio del núcleo y de la cubierta de la fibra óptica, así como el auto-acoplamiento de los modos de la cubierta debido a los distintos tipos de modulación.
- Comparación con resultados experimentales de rejillas fabricadas con otras tecnologías para investigar los mecanismos de formación de las mismas.
- Caracterización experimental del tipo de modos con los que hay acoplamiento dependiendo del tipo de fibra usado y de los parámetros utilizados en la fabricación de LPFGs mediante arco eléctrico. Esto permitiría validar la respuesta del modelo conclusivamente.
- Desarrollo de sensores de torsión basados en LPFG con modulación asimétrica del índice del núcleo y de la cubierta. En la Sección 3.2 se observó que la sección de modulación considerada afecta directamente el cálculo del coeficiente de acoplamiento dependiendo de la polarización de los modos. Una disminución del acoplamiento significaría que la fibra está experimentando cierta torsión.
- Implementación experimental del sensor refractométrico descrito en el Capítulo 4 basado en LPFGs fabricadas mediante arco eléctrico. Desarrollo teórico y experimental de aplicaciones de sensores descritas en el mismo capítulo.

ANEXOS

Anexo A

Estructura del programa de MATLAB y expresiones para el cálculo de las constantes de acoplamiento cruzado

1. **Introducción de parámetros.-** Se definen parámetros de simulación (resolución, rango del espectro, número de modos, simetría de modos, etc.) y parámetros de rejilla (longitud, período, tipo de modulación, amplitudes de modulación, etc.). También se calcula el valor de la integral azimutal Y_i de acuerdo al tipo de modulación.
2. **Índices Efectivos.-** Obtención de índices efectivos de los modos del núcleo y la cubierta para n puntos distribuidos uniformemente en el rango del espectro escogido a partir de la relación de dispersión de la Ecuación (2.25) y la función *curve_intersect*. Este paso es el que lleva más tiempo para realizarse (~1.6s para modos simétricos y ~5s para modos asimétricos por cada punto).
3. **Interpolación de índices efectivos.-** Interpolación cúbica del resto de los índices efectivos en el rango del espectro escogido mediante la función *interp1*. El error de la interpolación es mínimo (entre $1e-9$ y $1e-8$) y no afecta la respuesta final.
4. **Longitudes de onda de resonancia.-** Cálculo de las longitudes de onda de resonancia de cada uno de los modos deseados dentro del rango del espectro seleccionado. Para esto se utiliza la condición de Bragg, Ecuación (1.1), pero considerando los coeficientes de auto-acoplamiento, Ecuaciones (2.4) – (2.5). Para cada modo, se obtiene una curva del período Λ como en la Figura 4.5. Los valores que coincidan con el período nominal de la rejilla representan a las longitudes de onda de resonancia.
5. **Constantes de acoplamiento.-** Cálculo de constantes de acoplamiento cruzado y coeficientes de auto-acoplamiento para cada modo de la cubierta en las longitudes de resonancia. Los coeficientes de campo se obtienen mediante la normalización de potencia, Ecuación (2.19), de donde se obtienen los coeficientes $A_1(A_{co})$ y $A_n(A_{cl})$, a partir de los cuales se obtiene el resto de los coeficientes de campo:

```
B1 = A1*besselj(0,U1)/besselk(0,W1);  
Bn = An*pi*(Un*besselj(1,Un)*bessely(0,Un_)-Un_*bessely(1,Un_)*besselj(0,Un))/2;  
Cn = An*pi*(Un_*besselj(1,Un_)*besselj(0,Un) -  
Un*besselj(1,Un)*besselj(0,Un_))/2;
```

Las constantes de fase de la distribución de campo eléctrico se definen así:

```
U1 = a1*(2*pi/wLength)*sqrt(n1*n1 - ne1*ne1);  
W1 = a1*(2*pi/wLength)*sqrt(ne1*ne1 - n2*n2);  
  
Un = a1*(2*pi/wLength)*sqrt(n1*n1 - ne2*ne2);  
Un_ = a1*(2*pi/wLength)*sqrt(n2*n2 - ne2*ne2);
```

Las siguientes expresiones para las constantes de acoplamiento cruzado se multiplican por la amplitud de modulación correspondiente al tipo de modulación para obtener el valor final.

a. Modulación simétrica del índice del núcleo

```
coef = (pi*pi*n1/(wLength*Z0))*(a1*a1*An*A1/(Un*Un - U1*U1)) *
(U1*besselj(-1,U1)*besselj(0,Un) - Un*besselj(-1,Un)*besselj(0,U1));
```

b. Modulación simétrica del índice de la cubierta

```
coef = (pi*pi*n2/(wLength*Z0))*(a1*B1/(Un_*Un_ + W1*W1))*
(Bn*(a2*(Un_*besselj(1,Un_*a2/a1)*besselk(0,W1*a2/a1) -
W1*besselj(0,Un_*a2/a1)*besselk(1,W1*a2/a1)) - a1*
(Un_*besselj(1,Un_)*besselk(0,W1) - W1*besselj(0,Un_)*besselk(1,W1)))+
Cn*(a2*(Un_*bessely(1,Un_*a2/a1)*besselk(0,W1*a2/a1) -
W1*bessely(0,Un_*a2/a1)*besselk(1,W1*a2/a1)) -
a1*(Un_*bessely(1,Un_)*besselk(0,W1) - W1*bessely(0,Un_)*besselk(1,W1))));
```

c. Modulación simétrica del radio del núcleo

```
coef = (a1*b*pi*pi*(n1*n1-n2*n2)/(wLength*Z0)) *
(An*besselj(0,Un)*A1*besselj(0,U1));
```

d. Modulación simétrica del radio de la cubierta

```
coef = (a1*pi*pi*(n2*n2-n3*n3)/(wLength*Z0)) * (B1/(Un_*Un_+W1*W1))
*(Bn*((a2+b)*(Un_*besselj(1,Un_*(a2+b)/a1)*besselk(0,W1*(a2+b)/a1) -
W1*besselj(0,Un_*(a2+b)/a1)*besselk(1,W1*(a2+b)/a1)) -
a2*(Un_*besselj(1,Un_*a2/a1)*besselk(0,W1*a2/a1) -
W1*besselj(0,Un_*a2/a1)*besselk(1,W1*a2/a1)))+ Cn*((a2+b)*
(Un_*bessely(1,Un_*(a2+b)/a1)*besselk(0,W1*(a2+b)/a1) -
W1*bessely(0,Un_*(a2+b)/a1)*besselk(1,W1*(a2+b)/a1)) -
a2*(Un_*bessely(1,Un_*a2/a1)*besselk(0,W1*a2/a1) -
W1*bessely(0,Un_*a2/a1)*besselk(1,W1*a2/a1))));
```

e. Modulación asimétrica del índice del núcleo

```
% Integración numérica
FunCO=@(r)besselj(1,Un_*r/a1).*besselj(0,U1*r/a1).*r;
F=quad(FunCO,0,a1);
coef=(pi*n1)/(2*wLength*Z0)*A1*An*F*Y;
```

f. Modulación asimétrica del índice de la cubierta

```
% Integración numérica
FunCL1=@(r)besselj(1,Un_*r/a1).*besselk(0,W1*r/a1).*r;
FunCL2=@(r)bessely(1,Un_*r/a1).*besselk(0,W1*r/a1).*r;
F1=quad(FunCL1,a1,a2);
F2=quad(FunCL2,a1,a2);
F=F1*B1*Bn+F2*B1*Cn;
coef=(pi*n2)/(2*wLength*Z0)*F*Y;
```

6. **Espectro de Transmisión.-** Cálculo de la potencia de transmisión del modo del núcleo de la rejilla a partir de la Ecuación (2.10).

7. **Resultados.-** Mostrar el espectro de transmisión de la rejilla y variables importantes (longitudes de onda de resonancia, constantes de acoplamiento cruzado, coeficientes de auto-acoplamiento).

Anexo B

Especificaciones del proceso de fabricación de LPFGs mediante arco eléctrico

Para todo el proceso de fabricación de rejillas mediante arco eléctrico en el CIO, se utilizó la empalmadora FITEL S182K y la fibra estándar Thorlabs SMF-28. Para realizar mediciones de la amplitud de modulación del radio en la fibra se utilizó un microscopio y el software de la procesadora de vidrio Vytran GPX-3000. Todo el proceso de fabricación se realizó utilizando la operación manual de la empalmadora. Los parámetros de la empalmadora que se modificaron para fabricar distintas rejillas fueron:

- Potencia del arco eléctrico
- Duración del arco eléctrico
- Valor del peso colocado en un extremo de la fibra

Para grabar las rejillas se modificó un programa predeterminado de la empalmadora para fibras SMF con las siguientes características:

Características de Programa No. 10 SM

Parámetros [unidades]	Valor
Arc Power	5*
Pre-Fuse Time [ms]	100
Arc Duration [ms]	400*
Z push distance [μm]	1
Arc Power Compensation	0
Cleaning A-Power offset	0
Cleaning time [ms]	150
Z Pull Start Time [ms]	0
Z Pull Distance [μm]	0
Auto Additional Arc	0
Repeat Arc times [times]	0
Repeat Arc Duration [ms]	400*
Repeat Arc Interval [ms]	3000
Repeat Arc Power Offset	0
Cleave Angle [deg]	2.0
Loss Limit [dB]	0.2
Aligning Type	CORE
Mode Field Radius L [μm]	5
Mode Field Radius R[μm]	5

*Estos valores fueron los que se modificaron para generar distintos arcos eléctricos

La limpieza de la fibra es importante para obtener buenos resultados en las LPFGs fabricadas mediante estos métodos. Para remover el recubrimiento de la fibra se utilizó un químico, cloruro de metileno, para remover el polímero que conforma al recubrimiento. Esto se realizó introduciendo la parte de la fibra en donde se iba a grabar la rejilla en el químico durante dos minutos después de los cuales la fibra estaba libre de polímero. Se debe tener cuidado al usar este químico pues se debe evitar el contacto directo con la sustancia, evitar aspirar los gases del mismo y trabajar en un área con ventilación.

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. R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego, 1999.
3. M. Koshiba, *Optical Waveguide Analysis*, McGraw Hill, 1992
4. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, London, 1991.
5. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, New York, 1997.
6. A. Yariv, *Coupled Mode Theory for Guided-Wave Optics*, IEEE Journal of Quantum Electronics Vol QE-9, 1973, pp. 919-933
7. 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
8. K. O. Hill and G. Meltz, *Fiber Bragg Grating Technology fundamentals and overview*, J. Lightwave Tech., Vol. 15, pp. 1263-1276, 1997
9. G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn, *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*, Optics Letters, Vol. 14, Issue 15, pp. 823-825, 1989
10. 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.
11. S. T. Oh, W. T. Han, U. C. Paek, and Y. Chung, *Azimuthally symmetric long-period fiber gratings fabricated with CO₂ laser*, Microw. Opt. Technol. Lett., Vol. 41, pp. 188-190, 2004.
12. V. Grubsky and J. Feinberg, *Fabrication of axially symmetric long-period gratings with a carbon dioxide laser*, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 18, pp. 2296-2298, 2006.
13. D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis and S. C. Mettler, *Very-high-temperature stable CO₂-laser-induced long-period fibre gratings*, Electron. Lett., Vol. 35, pp. 740-742, 1999.
14. S. G. Kosinski and A. M. Vengsarkar, *Splicer-based long-period fiber gratings*, in Optical Fiber Communication Conference and Exhibit 1998, Technical Digest, pp. 278-279, 1998.
15. C. Y. Lin and L. A. Wang, *Loss-tunable long period fibre grating made from etched corrugation structure*, Electron. Lett., Vol. 35, pp. 1872-1873, 1999.

16. I. B. Sohn, N.K. Lee, H.W. Kwon, J. W. Song, *Tunable gain-flattening filter using microbending long-period fiber gratings*, Opt. Eng. 41, pp. 1465-1467, 2002
17. T. Yokouchi et al., *Thermal tuning of mechanically induced long-period fiber grating*, Applied Optics, Vol. 44, Issue 24, pp. 5024-5028, 2005
18. Y. Kondo, K. Nouchi, T. Mitsuyu, M. Watanabe, P. G. Kazansky, and K. Hirao, *Fabrication of long-period fiber gratings by focused irradiation of infrared femtosecond laser pulses*, Opt. Lett., Vol. 24, pp. 646-648, 1999.
19. B. H. Kim et al., *Residual stress relaxation in the core of optical fiber by CO₂ laser irradiation*, Opt. Lett., Vol. 26, pp. 1657-1659, 2001.
20. V. Grubsky and J. Feinberg, *Rewritable densification gratings in boron-doped fibers*, Opt. Lett., Vol. 30, pp. 1279-1281, 2005.
21. 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*, European Conference and Exhibition on Optical Communication, 1998.
22. A. I. Kalachev, V. Pureur, and D. N. Nikogosyan, *Investigation of long-period fiber gratings induced by high-intensity femtosecond UV laser pulses*, Opt. Commun., Vol. 246, pp. 107-115, 2005.
23. 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.
24. I. Flores Llamas, *Sintesis de las rejillas de período largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético*, Tesis de Doctorado, UNAM, 2007.

Al Capítulo 2

1. H. Kogelnik, *Theory of Optical Waveguides*, in *Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir, Springer-Verlag, New York, 1990.
2. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, London, 1991.
3. I. Flores Llamas, *Sintesis de las rejillas de período largo en fibra óptica por medio de un algoritmo genético*, Tesis de Doctorado, UNAM, 2007.
4. T. Erdogan, *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 8, pp. 1760-1773, 1997.
5. E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, *Transmission Characteristics of Long-Period Fiber Gratings Having Arbitrary Azimuthal/Radial Refractive Index Variations*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 1, pp. 218-227, 2003
6. A.M. Vengsarkar, P.J. Lemaire PJ, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*, Journal of Lightwave Technology, vol. 14, 58-65, 1996.

7. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, New York, 1997.
8. R. Singh, H. Kumar and E. K. Sharma, *Design of Long-Period Gratings: Necessity of a Three-Layer Fiber Geometry for Cladding Mode Characteristics*, Microwave and Optical Technology Letters Vol. 37, pp. 45–49, 2003.
9. M. Kong, B. Shi, *Field Solution and Characteristics of Cladding Modes of Optical Fibers*, Fiber And Integrated Optics, Vol. 25, No. 4., pp. 305-321, 2006.
10. C. Tsao, *Optical Fibre Waveguide Analysis*, Oxford University Press, 1st ed., 1992.
11. D. Gloge, *Weakly Guiding Fibers*, Applied Optics, Vol. 10, Issue 10, pp. 2252-2258, 1971.

Al Capítulo 3

1. H. Kogelnik, *Theory of Optical Waveguides*, in *Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir, Springer-Verlag, New York, 1990
2. The Wolfram Functions Site, Wolfram Research, Integración de funciones de Bessel <http://functions.wolfram.com/Bessel-TypeFunctions/>
3. O. V. Ivanov, P. Caldas, G. Rego, *Origin of coupling to antisymmetric modes in arc-induced long-period fiber gratings*, Optics Express, Vol. 15, No. 21, pp. 13936-13941, 2007
4. Hoja de Especificaciones para fibra óptica Thorlabs SMF-28 1000m <http://www.thorlabs.com/Thorcat/2200/2291-S01.pdf>
5. J. W. Fleming, *Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses*, Appl. Opt., Vol. 23, No. 24, pp. 4486-4493, 1984.
6. I. Palma-Quiroz, I. Flores-Llamas, R. Osorio-Comparan, S. Khotiaintsev, and V. Svyryd, *Modeling of long-period fiber gratings with both refractive index and diameter modulation*, International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory 2008, Technical Digest, pp. 486-488, 2008.
7. E. Anemogiannis, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, *Transmission Characteristics of Long-Period Fiber Gratings Having Arbitrary Azimuthal/Radial Refractive Index Variations*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 21, No. 1, pp. 218-227, 2003.
8. G. Rego, O. Ivanov, P. Marques, *Demonstration of coupling to symmetric and antisymmetric cladding modes in arc-induced long-period fiber gratings*, Optics Express, Vol. 14, No. 21, pp. 9594-9599 2006.
9. 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.
10. T. Erdogan, *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters*, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 14, No. 8, pp. 1760-1773, 1997.

11. Zhu, Yinian, *Fabrication of long-period gratings and their applications in optical fibre communications and sensing systems*, 2009, <http://hdl.handle.net/10210/2190>

Al Capítulo 4

1. L. García de la Rosa, I. Torres, A. Martínez, D. Monzon, J. Reyes, *Background Loss Minimization in Arc-induced Long-Period Fiber Gratings*, Opt. Eng. 49, Col. 49, No 6, 2010.
2. L. A. García de la Rosa, *Rejillas De Periodo Largo En Fibra Óptica: Fabricación Y Caracterización*, Tesis de Doctorado, CIO (Centro de Investigaciones en Óptica), 2010.
3. Hoja de Especificaciones para fibra óptica Thorlabs SMF-28 1000m <http://www.thorlabs.com/Thorcat/2200/2291-S01.pdf>
4. G. Rego, O. V. Ivanov, and P. V. S. Marques, *Demonstration coupling to symmetric and antisymmetric cladding modes in arc-induced long-period fiber gratings*, Opt. Express, Vol. 14, No. 21, pp. 9594-9599, 2006.
5. J. W. Fleming, *Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses*, Appl. Opt. **23**, pp. 4486–4493, 1984.
6. H. J. Patrick, A. D. Kersey, F. Bucholtz, *Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction*, Journal of Lightwave Technology, vol.16, pp. 1606–1612, 1998.
7. H. J. Patrick, G. M. Williams, A. D. Kersey, J. R. Pedrazzani, and A. M. Vengsarkar, *Hybrid fiber Bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination*, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 8, pp. 1223–1225, 1996.
8. V. Bhatia and A. M. Vengsarkar, *Optical fiber long-period grating sensors*, Opt. Lett., Vol. 21, pp. 692–694, 1996.
9. Refractive Index Database: <http://refractiveindex.info>
10. S. Yaltkaya, R. Aydin, *Experimental Investigation of Temperature Effect on the Refractive Index of Dye Laser Liquids*, Turk Journal Physics, Vol. 26, pp. 41-47, 20002.
11. L. A. Garcia-de-la-Rosa, I. Torres-Gomez, A. Martinez-Rios, D. Monzon-Hernandez, *Temperature impact on mechanically induced long-period fiber gratings*, Optics and Lasers in Engineering, Vol. 49, No. 6, pp. 714-717, 2011.
12. D. E. Ceballos-Herrera, I. Torres-Gómez, A. Martínez-Ríos, L. A. García-de-la-Rosa, J. J. Sánchez-Mondragón, *Torsion sensing characteristics of mechanically induced long-period holey fiber gratings*, IEEE Sensors Journal, Vol. 10, No. 7, pp. 1200-1205, 2009.