

TESIS DEFENDIDA POR

Norma Patricia Puente Ramírez

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova

Director del Comité



Dra. Rosa Martha López Gutierrez

Miembro del Comité



Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez

Miembro del Comité



Dr. Oscar López Bonilla

Miembro del Comité



Dr. Horacio L. Martínez Reyes

Miembro del Comité

20 de octubre de 2010

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE INGENIERÍA ENSENADA



PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN CIENCIAS E
INGENIERÍA (MyDCI)

**PROPAGACIÓN DE LUZ EN GUÍAS DE ONDA CON
INHOMOGENEIDAD EN VOLUMEN**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

NORMA PATRICIA PUENTE RAMÍREZ

Ensenada, Baja California, México, octubre de 2010

RESUMEN de la tesis de **NORMA PATRICIA PUENTE RAMÍREZ**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS. Ensenada, Baja California, octubre de 2010.

PROPAGACIÓN DE LUZ EN GUÍAS DE ONDA CON INHOMOGENEIDAD EN VOLUMEN

Resumen aprobado por:



Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Director de Tesis

En este trabajo se presenta un estudio de la propagación y esparcimiento de luz en guías de onda multimodo, las cuales también tienen desorden en volumen. Se ha desarrollado e implementado un método sencillo para inducir desorden controlado en el núcleo de la fibra óptica. El desorden, o parte inhomogénea, es introducido por medio de modulación en el índice de refracción del núcleo de fibras dopadas con Germanio, vía radiación ($0.244\mu\text{m}$) transmitida a través de un difusor.

Se realizaron mediciones de la distribución de la luz transmitida para diferentes ángulos de incidencia a la fibra, y para diferentes orientaciones del polarizador de salida (cruzada y paralela con respecto al polarizador de entrada) en las fibras con la inhomogeneidad introducida. Los resultados experimentales sobre la transmisión de la luz muestran la presencia del desorden en el núcleo y permiten obtener los parámetros característicos del desorden. Se observa, que para ciertas longitudes del segmento de la fibra desordenada, la potencia transmitida se distribuye entre todos los modos de la fibra.

En los aspectos teóricos, se ha implementado una simulación numérica, basada en el método del propagador de la matriz R, para modelar la propagación y esparcimiento de luz en guías de onda dieléctricas planas con heterogeneidades. Se obtuvieron los pesos relativos de las potencias modales a lo largo de la guía para diferentes longitudes del segmento inhomogéneo y diferentes grados de desorden.

Palabras Clave: Medio inhomogéneo, propagación de ondas, guías de onda.

ABSTRACT of the thesis presented by **NORMA PATRICIA PUENTE RAMÍREZ**, in partial fulfillment of the requirements of the degree of DOCTOR IN SCIENCES. Ensenada, Baja California, october 2010.

LIGHT PROPAGATION IN WAVEGUIDES WITH INHOMOGENEOUS MEDIUM

We present an experimental results and numerical simulations of propagation and scattering of light in disordered multimodal waveguide. We developed and implemented a simple method to induce controlled disorder in the core of the optical fiber. The disorder or the inhomogeneous part is introduced by means of modulation of the refractive index of the fiber core doped with germanium, via UV radiation (244nm) transmitted through a diffuser.

Measurements of the distribution of transmitted light after the fiber with induced inhomogeneity were performed at different angles of the incidence of the input linearly polarized light with crossed and parallel orientation of the polarization in the output light. The experimental results on the light transmission show the presence of the disorder in the core and allow us to evaluate the characteristic parameters of the induced disorder. For a certain length of the disordered segment of the optical fiber, the transmitted power was distributed among all modes propagated in the fiber.

We have also developed the numerical method, namely the propagator of the matrix R , to simulate numerically the propagation and scattering of light in a plane dielectric waveguides with the volume inclusions. The modal power weights for each of the modes that propagate along the waveguides with different lengths of the inhomogeneous parts and with 3 different sizes of the inclusions in the core of the waveguide were evaluated.

Keywords: Light scattering, wave propagation, waveguides.

A Cornelio,

Cornelio,

y Leonardo.

Agradecimientos

A la Dra. Elena Tchaikina y al Dr. Eugenio Méndez Méndez por su valiosa guía, ayuda y apoyo durante mis estudios de posgrado.

A los miembros de este comité de tesis.

A mi esposo, hijos y padres.

A toda mi familia.

A los amigos del grupo de Óptica Estadística.

A todos los investigadores, estudiantes y personal del departamento de óptica del CICESE por su enseñanza académica y en algunos casos, por su gran amistad y apoyo.

A todas las personas que con su compañía, consejos y apoyo me ayudaron a terminar este proyecto.

En especial quiero agradecer a la familia Cruz López por la gran amistad.

A mis amigos que con su compañía me ayudaron a sortear los malos momentos.

Hacer una lista de ellos sería un poco injusto porque su influencia en mi vida no obedece un orden alfabético o cronológico.

A mis padres y suegros, por la gran ayuda en el cuidado de mis hijos.

Al CONACyT, por su apoyo económico.

Contenido

	Página
Resumen en español	i
Resumen en inglés	ii
Dedicatoria	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tablas	x
I. INTRODUCCIÓN	1
I.1 Motivación	5
I.2 Objetivo General	5
I.3 Sinopsis de la tesis	6
II. PROPAGACIÓN DE LUZ EN FIBRAS ÓPTICAS	8
II.1 Fibra óptica	9
II.2 Fundamentos teóricos	10
II.3 Parámetros de propagación de luz en fibra óptica aplicada en el experimento	15
II.4 Conclusiones	19
III. DESCOMPOSICIÓN MODAL EN FIBRAS ÓPTICAS	22
III.1 Métodos de descomposición modal	23
III.2 Descripción del método	24
III.3 Esquema experimental	26
III.4 Descomposición de pesos de potencia modal	27
III.5 Conclusiones	29
IV. PROPAGACIÓN DE LUZ EN FIBRAS ÓPTICAS CON DESORDEN	32
IV.1 Introducción	32
IV.2 Speckle	34
IV.3 Inhomogeneidad en el núcleo de la fibra óptica: Fabricación	38
IV.3.1 Esquema Experimental	39

Contenido (continuación)

	Página
IV.4 Distribución de luz en campo cercano: Esquema experimental	40
IV.4.1 Esquema experimental	41
IV.4.2 Polarización y birrefringencia	42
IV.4.3 Realizaciones	45
IV.5 Distribución de luz en campo cercano: Resultados	46
IV.6 Análisis estadístico de la inhomogeneidad	49
IV.6.1 Derivación de las ecuaciones de potencia acoplada	51
IV.6.2 Eficiencia del esparcimiento en dirección contraria a la propa- gación de la luz	54
IV.6.3 Pérdidas por radiación	55
IV.7 Conclusiones	60
V. MÉTODOS TEÓRICOS	61
V.1 Planteamiento del problema	62
V.2 Método del propagador de la matriz R	63
V.2.1 Ecuaciones de Maxwell	63
V.2.2 Método	69
V.2.3 Campos incidente y reflejado	71
V.2.4 El campo transmitido	72
V.2.5 Las potencias incidente y transmitida	73
V.3 Resultados	74
V.4 Conclusiones	78
VI. RESUMEN Y CONCLUSIONES	80
REFERENCIAS	84

Lista de Figuras

Figura		Página
1	Diagrama esquemático que ilustra la sección transversal de una fibra óptica con índice de refracción tipo escalón.	9
2	Diagrama esquemático que muestra la sección longitudinal de una fibra óptica tipo escalon. El modo de propagación de la guía puede considerarse en términos de rayos que viajan a un ángulo θ , para el cual la condición de auto-consistencia se satisface.	11
3	Dependencia del número de modos con respecto a la longitud de onda incidente (λ).	17
4	Esquema experimental para obtener distribuciones de luz que emergen del núcleo en la fibra óptica.	27
5	Distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica. Se ilustran 3 modalidades de la distribución de intensidad (a) imagen experimental, (b) imagen reconstruída y c) imagen generada por cálculos numéricos. El ángulo de incidencia de la luz es de 0 grados.	29
6	Pesos de potencia modal para cada uno de los modos que se propagan en la fibra óptica, la reconstrucción se realiza partiendo de la distribución experimental de luz que emerge de fibras ópticas.	30
7	Distribución de luz que emerge del núcleo de fibras ópticas multimodales. Por ilustración se presenta la distribución de luz obtenida (a) experimentalmente, (b) reconstruída y c) numéricamente. El ángulo de incidencia es 3 grados.	30
8	Pesos de potencia modal para cada uno de los modos que se propagan en la fibra óptica, la reconstrucción se lleva tomando la distribución de luz que emerge de fibras ópticas numéricamente, el ángulo de incidencia es 3.	31
9	Esquema de una fibra óptica con inhomogeneidad inducida en el núcleo.	33
10	Diagrama esquemático del arreglo óptico para producir el patrón de speckle controlado.	34

Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
11	Esquema ilustrativo de fabricación, los parámetros que determinan el tamaño promedio de la mota en un patrón de speckle, son dados por la ecuación 32.	37
12	Patrón de speckle, imagen obtenida experimentalmente.	37
13	Esquema experimental para el grabado del patrón de speckle en el núcleo de fibras ópticas dopadas con Ge.	39
14	Tamaño promedio de una mota en un patrón de speckle en función de la distancia difusor-fibra (d) y del ancho del haz que incide en el difusor (ω).	41
15	Esquema experimental para obtener la distribución de luz que emerge del núcleo de fibras ópticas con inhomogeneidad inducida por radiación UV	42
16	Orientación de polarizadores con respecto a la mesa óptica y al eje de propagación del haz UV que incide en el núcleo.	43
17	Esquema del experimento que podría producir birrefringencia en el núcleo de la fibra óptica.	45
18	Distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica sin presencia de polarizadores. El ángulo del plano de incidencia de luz es: a) 0° , b) 2° y c) 5°	47
19	Distribuciones de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica con longitud inhomogénea de 4cm. a) 2 grados y b) 5 grados en el ángulo del plano de incidencia de luz a la fibra óptica.	47
20	Ejemplos de la distribución de intensidad de la luz transmitida, cuya longitud de la parte inhomogénea de la fibra a) 1cm y b) 2cm. La columna de la izquierda en cada figura presenta la polarización pp mientras que la columna derecha presenta ps . Los ángulos de incidencia son 0° , 2° y 5° de arriba hacia abajo.	48
21	Se presenta el decaimiento de la intensidad transmitida a medida que la longitud de la parte desordenada (L_s) aumenta.	49
22	Gráfica del tamaño del speckle definido por la e	52

Lista de Figuras (continuación)

Figura	Página	
23	<p>Transmisión total medida experimentalmente con polarizadores cruzados y paralelos, como función de la longitud de la parte inhomogénea. Los círculos corresponde a un ángulo de incidencia de 0°, los triángulos a 2° y los cuadrados a 5°. Las líneas solidas representa el ajuste teórico de acuerdo con las ecuaciones con los parámetros $\alpha = 0.0064\text{cm}^{-1}$, $\sigma_2 = 0.1917\text{cm}^{-1}$.</p>	55
24	<p>Diagrama de la geometría considerada. Un haz gaussiano incide sobre la abertura de una guía de onda. Las regiones laterales tiene índice de refracción n_2 y definen el canal de la guía, de ancho l e índice de refracción n_1. Las incrustaciones en el núcleo son variaciones en el índice de refracción. La región de cálculo en la dirección x_1 está limitada por la condición $x_1 \leq Lx_1/2$, con capas absorbentes de PML alrededor de la cubierta.</p>	63
25	<p>Valor absoluto de las funciones propias. Corresponden a los modos de propagacion (a)-(e), (f) es un valor absoluto de un modo que no es guiado por el núcleo de la guía de onda. Las líneas rectas insertadas, indican el ancho del núcleo $L_{x1} = 2\lambda$.</p>	69
26	<p>En <i>a</i>) se ilustra la geometría numérica considerada. En <i>b</i>) se presenta la distribución de luz transmitida para un total de 13 capas, de las cuales 11 continen una incrustacion y 2 son libres de incrustación y estan colocadas en los extremos de la guía. Para el inciso <i>c</i>) la guía de onda consta de 29 incrustaciones y 2 en el extremo, mientras que para <i>d</i>) se muestra la distribución de luz transmitido para un total de 99 incrustaciones. El tamaño de la incrustación es de $\lambda/2$.</p>	76
27	<p>Transmitancia de luz con longitud de onda λ en una guía de onda dieléctrica. El ancho del núcleo es $l = 2.0\lambda$ está definido por 2 medios con índice de refracción $n_1 = 1.45$ y $n_2 = 1.0$.</p>	77
28	<p>Se presentan los pesos de potencia modal para cada uno de los cinco modos que soporta la guía de onda, con las características ya descritas. Se presentan en <i>a</i>) los pesos de potencia modal para el haz incidente y en (<i>b-d</i>) se presentan los resultados para 0,3, 13 y 100 incrustaciones y para tres tamaños de incrustaciones en <i>b</i>) $\lambda/4$, <i>c</i>) $\lambda/2$ y <i>d</i>) λ.</p>	78

Lista de Tablas

Tabla		Página
I	Parámetros de la fibra óptica utilizada en este trabajo.	16
II	Lista de constantes de propagación de una fibra óptica con índice de refracción escalon, además se presenta cada una de las distribuciones de luz que corresponde a cada modo, cálculos realizados para una longitud de onda incidente de $0.632\mu m$	20
III	Lista de constantes de propagación de una fibra óptica con índice de refracción escalon, además se presenta cada una de las distribuciones de luz que corresponde a cada modo, cálculos realizados para una longitud de onda incidente de $0.543\mu m$	21
IV	Parámetros experimentales.	28

Capítulo I

INTRODUCCIÓN

La propagación y el esparcimiento de luz en guías de onda con inhomogeneidad en volumen o con paredes corrugadas se han convertido en los tópicos de interés fundamental e investigación aplicada por algunas décadas. Originalmente, este interés fue motivado por el problema práctico de evaluar las pérdidas de luz debido a imperfecciones en guías de onda y fibras ópticas (Marcuse, 1969; Boyd, 1978; Hall, 1982; Mills, 1983 y Lines 1984). Las investigaciones teóricas y experimentales, se enfocaron sobre guías de onda monomodo o multimodo con un pequeño número de modos guiados, poniendo énfasis sobre los aspectos de pérdidas. Después, el foco de la actividad de investigación cambio a un problema más fundamental que es el de la localización de luz en medios inhomogéneos desordenados (John, 1983; Kaveh, 1987; Sheng, 1995 y Wiersma, 1997).

A lo largo de varias décadas y en diversas áreas de la física, la propagación de ondas en medios inhomogéneos ha sido objeto de una gran cantidad de investigaciones tanto teóricas como experimentales (Rossum y Nieuwenhuizeb, 1999 y Sheng, 1990). A pesar de este esfuerzo, el tema aún presenta muchos retos y continuamente se reportan nuevos e inesperados resultados. El interés de estudiar este problema está motivado por el descubrimiento de que en medios altamente desordenados y debido a efectos de esparcimiento múltiple, pueden darse efectos de interferencia que sobreviven y se realzan al promediar sobre un conjunto de configuraciones del sistema. Frecuentemente, la gente

se refiere a estos efectos como efectos de localización (Anderson,1958).

Los fenómenos de interferencia entre ondas que han sido múltiplemente esparcidas en medios con una alta aleatoriedad se manifiestan de diversas maneras. Por ejemplo, podemos mencionar la localización fuerte (Anderson, 1958), la localización débil, que se identifica como un reforzamiento en la dirección de retroesparcimiento (enhanced backscattering) (Mc Gurn *et al*, 1985; Albada y Lagendijk, 1985; Wolf y Maret, 1985 y Méndez y O'Donnell, 1987) y los picos satélite (Sánchez-Gil *et al*, 1998; Freilikher *et al*, 1997 y Méndez *et al*, 1999).

La luz coherente a través de medios inhomogéneos ha sido de gran interés en las últimas décadas. Esto es debido principalmente, a las nuevas funcionalidades que se generan cuando la inhomogeneidad o desorden es inducido en un sistema homogéneo u ordenado. La luz que se propaga en un medio homogéneo como el aire, lo hace de manera recta y con una velocidad bien definida. La propagación en línea recta puede verse afectada, si se introducen regiones con propiedades ópticas distintas a las del medio por el cual se propaga, produciéndose el fenómeno de esparcimiento. El esparcimiento sencillo ocurre cuando la perturbación producida por las inhomogeneidades es pequeña, es decir, la luz interactúa solo una vez con el centro esparcidor. En condiciones específicas, las ondas que se propagan en direcciones opuestas siempre están en fase y por lo tanto interfieren constructivamente. De manera cualitativa, podemos decir que la luz al tratar de propagarse por un medio aleatorio llega un momento que empieza a regresarse a la fuente. El fenómeno ha sido observado y estudiado en esparcimiento por partículas pequeñas (Kuga, 1984; Akkermans y Maynard, 1985; Van Albada y Lagendijk, 1985) y por superficies aleatorias (Méndez y O'Donnell, 1987; O'Donnell y Méndez 1987; Maradudin *et al*,1990).

El esparcimiento de luz es un problema que causa pérdidas en telecomunicaciones

y decrece la resolución de los sistemas. Sin embargo, experimentos con ondas ultrasónicas han mostrado que para esas ondas, el esparcimiento y la interferencia pueden ser utilizados como una ventaja. El esparcimiento desordenado es usado en comunicaciones (Simon *et al*, 2001) y para sublongitudes de onda como son las microondas. Desafortunadamente, estos métodos revolucionarios hasta ahora no están disponibles en el régimen óptico. Un sistema óptico utiliza el esparcimiento de luz para mejorar la resolución mas alla del límite impuesto por la difracción de esta abertura. Gracias al incremento de la resolución, los múltiples canales de comunicación pueden existir en el espacio que normalmente soporta solo un canal de comunicación.

Las guías de onda, en general, son un campo fértil para el estudio de la propagación de luz. En particular, la fibra óptica ha aumentado su aplicabilidad exponencialmente en la transmisión de datos. Es de gran interés en fibras ópticas, implementar dispositivos ópticos como espejos, reflectores o cualquier sistema o implementación que permita la manipulación de la luz que se propaga a lo largo del núcleo. Trabajar con dispositivos en el orden de micrometros, aumenta las aplicaciones tecnológicas que pueden llevarse a cabo. En los últimos años, han surgido los láseres aleatorios en polvos de TiO_2 . Sin embargo, para la comunidad científica aun es un reto implementar una cavidad en el interior de las fibras ópticas, que funcione como laser aleatorio o que disminuya el ancho de banda espectral para diversas aplicaciones, por ejemplo: un láser con características específicas para aplicaciones médicas como, despigmentación y ablación láser aplicada a caries, o simplemente para aumentar la capacidad de almacenamiento de información. Por otro lado, las fibras ópticas se vuelven cada vez más importantes en la vida moderna, debido a su utilización en redes computacionales y de telecomunicaciones.

La última década ha dado testimonio del nacimiento de un nuevo movimiento de interés e investigación en el estudio de los sistemas desordenados o inhomogéneos

(Sánchez-Gil y Freilikher, 2003). Al amparo de términos y conceptos teóricos fundamentales de la teoría de la propagación de luz, se reportan los siguientes trabajos relevantes; podemos mencionar a Skypetrov, con su trabajo “Disorder is the new order” publicado en la revista *Nature* en el año 2004, García-Martín *et al*; con su trabajo “Statistical distribution of intensities reflected from disordered media” publicado en la revista *Physics Review Letters* en el año 1998 y el artículo de M.V. Erementchouk *et al*; “Radiative energy transfer in disordered photonic crystals” publicado en 2009 en la revista *J. Phys.: Condens. Matter*. Los estudios sobre sistemas desordenados iniciaron por definir nuevos conceptos y medidas para caracterizar los sistemas desordenados.

Actualmente, numerosos trabajos pueden encontrarse en la literatura especializada en el tópico de láseres con estructuras desordenadas, por ejemplo: el trabajo reportado por H.Cao, “Lasing in random media” publicado en *Waves random media* en 2003, reporta los estudios del laseo de una estructura desordenada con retroalimentación coherente. Wiersma en un número especial de la revista *Nature* publica una discusión sobre láseres con cavidad aleatoria. Lizarraga *et al*, publica la implementación del primer láser aleatorio con rejillas de Bragg en posiciones aleatorias, en el trabajo con título “Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback” (*Optics Express*, 2009).

En esta tesis, se presenta un estudio experimental y numérico de la propagación y acoplamiento de luz en guías de onda dieléctricas con incrustaciones aleatorias en el núcleo. Dichas guías son esencialmente, fibras ópticas tipo escalón dopadas con Ge, a las cuales se les modifica el índice de refracción del núcleo por medio de radiación *UV* (244nm) y a través de un difusor. Las guías de onda son especialmente interesantes para estudios de esparcimiento múltiple, debido a que presentan una absorción muy baja y además se pueden estudiar efectos que sólo ocurren en sistemas de dimensionalidad

reducida (Brouwer, 1998 y Sánchez-Gil *et al*, 1999).

I.1 Motivación

La motivación general para realizar este trabajo es generada por el interés de estudiar el comportamiento de la luz propagándose en medios inhomogéneos.

I.2 Objetivo General

Dado el enorme interés que ha despertado el estudio de los sistemas desordenados en los últimos años en muchas áreas científicas. Con la realización de este trabajo de tesis doctoral, se planteó alcanzar el siguiente **objetivo general**.

Estudiar la propagación de luz en guías de onda con desorden inducido en el núcleo.

Para alcanzar este objetivo se realizaron las siguientes actividades:

1. *Se instrumentó un arreglo experimental para introducir una modulación aleatoria en el índice de refracción del núcleo de fibras fotosensibles.*
2. *Se midió la distribución de luz que emerge del núcleo de fibras ópticas monomodales en las siguientes condiciones: a) diferentes orientaciones relativas de las polarizaciones de entrada y salida de la fibra óptica: cruzada y paralela y b) diferentes ángulos de incidencia.*
3. *Se estudiaron las estadísticas de la luz que emerge de las fibras ópticas con desorden inducido en el núcleo.*

4. *Se estudio la composición modal, de la luz que emerge de las fibras ópticas con desorden inducido.*
5. *Se realizaron cálculos numéricos de la propagación de luz que emerge de guías de onda con incrustaciones en su núcleo.*

I.3 Sinopsis de la tesis

Esta memoria de tesis doctoral se organiza en seis capítulos como sigue. En el **primer capítulo**, se da una introducción al trabajo desarrollado, mencionando la motivación para emprender el trabajo. En el **segundo capítulo**, se inicia con una revisión y descripción fenomenológica de la propagación de luz en guías de onda dieléctricas en el contexto del problema a estudiar. Además, se determinan los parámetros necesarios para realizar los cálculos numéricos. En el **tercer capítulo**, se presenta un método aproximado para la descomposición modal, con el que obtenemos la fracción de potencia que lleva cada modo, partiendo de datos de intensidad obtenidos con una cámara CCD. En el **cuarto capítulo** se describe la fabricación de muestras y se detalla el método con el que se introduce desorden en la fibra. Se presentan los principales conceptos para el análisis de la propagación de la luz que emerge del núcleo de fibras ópticas, como son: *speckle*, polarización y birrefringencia, y finalmente se describe como se obtienen diferentes realizaciones del proceso aleatorio. Posteriormente, se presentan los resultados de la distribución de luz que emerge de fibras con desorden inducido en el núcleo. Se muestran resultados obtenidos con diferentes ángulos de incidencia, diferentes juegos de polarización y diferentes realizaciones. Además, se presentan estadísticas de la distribución de luz transmitida por fibras ópticas con desorden en volumen. El **quinto capítulo** describe un método diferencial para estudiar problemas de propagación y es-

parcimiento de ondas electromagnéticas a través de guías de onda planas dieléctricas con incrustaciones en volumen. Se trata del método de expansión modal, conocido como el método del propagador de la matriz R (Elson, 2001). Se inicia con las ecuaciones de Maxwell expresadas en el espacio de Fourier en forma discreta. Para una geometría dada se encuentra la solución en términos de los valores propios y de las funciones propias, que representan los modos de propagación de la guía de onda. Posteriormente, se presentan los resultados para el caso en el que la iluminación está dada por un haz gaussiano. Por último, en el **sexto capítulo**, se presenta una discusión de resultados, se ofrecen las conclusiones más importantes del trabajo doctoral y se mencionan las posibilidades de trabajos futuros en esta dirección.

Capítulo II

PROPAGACIÓN DE LUZ EN FIBRAS ÓPTICAS

Como punto de partida, y a fin de plantear las bases en las que se fundamenta todo nuestro trabajo de tesis, analizamos primeramente el caso de fibras ópticas sin inhomogeneidad inducida en el núcleo, para las cuales su distribución de luz es bien conocida. El propósito fundamental de este capítulo es obtener numéricamente las distribuciones de luz que emergen de la fibra óptica homogénea y sus parámetros correspondientes. En la primera sección se define el concepto de la fibra óptica. En la segunda sección se describe el marco teórico y los principales parámetros de la propagación de luz, reportado en algunos libros (Saleh y Teich, 1991 y Yariv, 1985). En la tercera sección, se presentan las distribuciones de luz para cada uno de los modos y sus parámetros correspondientes, tomando en cuenta las condiciones experimentales. Para finalizar el capítulo, en la cuarta sección se presentan las conclusiones del capítulo.

Las fibras ópticas son dispositivos sensibles a ciertas cantidades físicas como temperatura, estrés mecánico, presión, vibraciones, etc. por lo cual han innovado en el área de sensores ópticos (Kersey, 1996). Las aplicaciones pueden variar desde comunicaciones digitales, sensores, cables submarinos y en medicina. El auge del uso de fibras ópticas, ha llegado hasta los fabricantes creando nuevos tipos y diseños, incluso han llegando a modificar el material por el que se propaga la luz haciéndolas sensibles a algunas longitudes de onda. Existen también una gran variedad de fibras ópticas comerciales

dopadas con diferentes tierras raras (Yb, Er, Ge, Nb, por mencionar algunas) enfocadas a distintas aplicaciones tecnológicas como amplificadores (Becker *et al.*, 1999) o láseres (Simpson, 2001). La fabricación de fibras dopadas se realiza mediante técnicas tradicionales como deposición química por vapor modificado (Poole *et al.*, 1985) y más recientes como deposición directa de nano-partículas (Hotoleanu *et al.*, 2002). Las fibras ópticas se han posicionado en el medio de transmisión de información en largas distancias más importantes en comunicaciones ópticas (Yariv, 1985).

II.1 Fibra óptica

Una fibra óptica (Saleh y Teich, 1991), es una guía de onda cilíndrica fabricada de materiales de baja absorción, tal como la sílice. Está formada por un núcleo central (radio r_1) en el cual la luz es guiada por reflexión total interna, envuelto en una cubierta (radio r_2) exterior con índice de refracción ligeramente menor, ver figura 1.

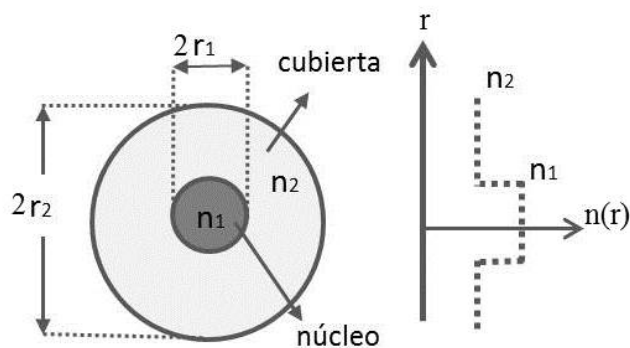


Figura 1. Diagrama esquemático que ilustra la sección transversal de una fibra óptica con índice de refracción tipo escalón.

II.2 Fundamentos teóricos

En términos de óptica electromagnética la luz se propaga en la fibra en forma de modos transversales, los cuales tienen sus propias constantes de propagación y un perfil fijo de distribución de luz transversal del campo electromagnético.

La propagación de luz en las fibras ópticas se lleva a cabo siempre que se satisfagan las condiciones de reflexión total interna y auto-consistencia.

La reflexión total interna es el fenómeno que se produce cuando un rayo de luz, atravesando un medio de índice de refracción (n_1) mayor que el índice de refracción en el que se encuentra (n_2), se refracta de tal modo que no es capaz de atravesar la superficie entre ambos medios reflejándose completamente. Utilizando la ley de Snell se tiene una relación entre el ángulo crítico θ_c y los índices de refracción del núcleo n_1 y la cubierta n_2 . Por lo que el ángulo crítico queda

$$\theta_c = \arcsen \frac{n_2}{n_1}. \quad (1)$$

y la abertura numérica (NA)¹, de la guía que define el intervalo de los ángulos de aceptación para el acoplamiento de ondas se define como sigue:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2)$$

Por otro lado, la condición de auto-consistencia (o resonancia transversal) establece que la onda al reflejarse dos veces consecutivas en las interfaces se debe reproducir a sí misma. Con lo anterior, mencionamos que los campos que satisfacen esta condición se llaman *modos guiados* de la fibra óptica. Para definir modos, se entiende una onda elemental característica que se propaga con una velocidad de fase, una velocidad de grupo, una distribución de luz y una polarización perfectamente bien definidos. Para

¹Por sus siglas en inglés, *Numerical Aperture*.

estados de polarización lineales se habla de los modos transversal eléctrico TE , en los que el vector de campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia y por ello no tiene una componente longitudinal y para los modos transversal magnético TM , el vector de campo magnético es perpendicular al plano de incidencia y no tiene componente longitudinal. Es importante mencionar que la componente longitudinal esta en la dirección de propagación a lo largo de la fibra.

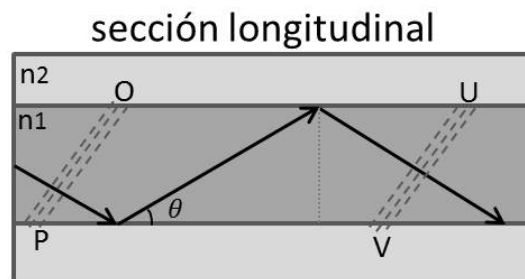


Figura 2. Diagrama esquemático que muestra la sección longitudinal de una fibra óptica tipo escalon. El modo de propagación de la guía puede considerarse en términos de rayos que viajan a un ángulo θ , para el cual la condición de auto-consistencia se satisface.

En la figura 2, la región más oscura representa el índice de refracción mayor, se observa que los frentes de onda OP y UV son paralelos. Para llegar desde OP hasta la posición, el frente de onda UV sufrió reflexiones dentro de la guía. En ausencia de la guía el frente de onda OP llegaría hasta la posición UV recorriendo un camino óptico que es diferente. La onda que ha realizado más reflexiones, llega con un retraso con respecto a la que llega directamente. Sin embargo, en cada reflexión puede existir cambios de fase φ_r , por lo que la diferencia de fase total entre las dos ondas será la suma de los desfases. De esta manera, por la condición de autoconsistencia, el corrimiento de fase entre las dos posibilidades de llegar a UV debe ser cero o un múltiplo de 2π radianes

$$2k_1l - 2\varphi_r = 2\pi m, \quad \text{con } m = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

El corrimiento de fase de la reflexión φ_r como función del ángulo θ para cada estado de polarización es

$$\tan\left(\frac{\varphi_r}{2}\right) = \eta \left(\frac{\text{sen}^2 \bar{\theta}_c}{\text{sen}^2 \theta} - 1 \right)^{\frac{1}{2}},$$

donde

$$\eta = \begin{cases} 1 & \text{polarización TE,} \\ \left(\frac{n_1}{n_2}\right) & \text{polarización TM} \end{cases}$$

Para cada estado de polarización, la ecuación (3) restringe los valores del ángulo de propagación a valores discretos θ_m correspondientes a cada valor de m , el cual define un modo guiado o modo de propagación de la guía de onda.

Sustituyendo en la ecuación (3) el valor de φ_r correspondiente a cada polarización, se llega a las siguientes ecuaciones de valores propios

$$\tan \frac{k_1 l}{2} = \eta \frac{\gamma}{k_1} \quad \text{modos pares} \quad (4)$$

y

$$\tan \frac{k_1 l}{2} = -\eta \frac{\gamma}{k_1} \quad \text{modos impares.} \quad (5)$$

La onda es guiada si la constante de propagación es más pequeña que el número de onda ($\beta < n_1 k_0$) y más grande que el número de onda de la cubierta ($\beta > n_2 k_0$). De las ecuaciones (4) y (5), resultan las siguientes igualdades:

$$k_1^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta_m^2, \quad (6)$$

$$\gamma^2 = \beta_m^2 - n_2^2 k_0^2, \quad (7)$$

donde se ha introducido el parámetro β_m definido como

$$\beta_m = n_1 k_0 \cos \theta_m = n_m k_0, \quad (8)$$

con n_m el índice de refracción efectivo del m -ésimo modo. En términos de la constante de propagación β_m o del índice de refracción efectivo n_m , la condición de guiado se puede describir como $k_0 n_2 \leq \beta_m \leq k_0 n_1$ o $n_2 \leq n_m \leq n_1$, respectivamente.

En las ecuaciones (4 y 5) los valores del ángulo de propagación para los modos guiados se determinan a partir de los valores del parámetro β_m , que surgen de la solución de las ecuaciones de los valores propios.

Como podemos observar de las ecuaciones (6 y 7) la suma de los cuadrados de k_T y γ es una constante,

$$k_T^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2 = NA^2 \cdot k_0^2, \quad (9)$$

a medida que k_T incrementa, γ decrementa y el campo penetra más en la cubierta.

Los índices de refracción, tamaño del núcleo y longitud de onda de propagación en la fibra óptica define los modos de la fibra y el número de modos se puede estimar desde el parámetro V , como sigue:

$$V = \frac{2\pi r_1}{\lambda} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (10)$$

donde $\lambda = 2\pi c/\omega$ es la longitud de onda de la luz. El parámetro V especifica las características de la guía de onda. Para $V < 2.405$ la fibra soporta solo el modo principal LP_{01} con 2 polarizaciones y la fibra es monomodal. Valores de V mayores a 2.405, permiten la propagación de más de un modo.

El número de modos TE o TM puede calcularse a partir de la expresión

$$M = \left[\frac{4}{\pi^2} \right]_{ent} V^2 \quad (11)$$

donde el símbolo $[\]_{ent}$ indica que el número entre los corchetes se redondea al número entero mayor más próximo.

En el estudio de la propagación de luz en fibras ópticas, es preciso conocer la distribución de luz y las constantes de propagación de los modos guiados en una fibra

óptica con perfil escalón. Además, se considerará un análisis que parte de que todas las componentes de los campos eléctrico y magnético satisfacen la ecuación de Helmholtz (Saleh y Teich, 1991). Suponiendo que las componentes tangenciales de los campos son continuas en la frontera núcleo-cubierta y que la constante de propagación de un modo confinado está contenida en el intervalo $(n_2\omega/c, n_1\omega/c)$, se obtiene la llamada ecuación característica o condición de modo que al resolverse proporciona la constante de propagación del modo, el cual después es usada para calcular las componentes espaciales del campo en el interior del núcleo y en la cubierta.

Una descripción detallada de este tratamiento se puede encontrar en la referencia (Yariv, 1985). Los parámetros para desarrollar este cálculo son el radio del núcleo (r_1), radio de la cubierta (r_2), los índices de refracción del núcleo (n_1), la cubierta (n_2) y por supuesto la longitud de onda de la luz (λ).

Cada una de las componentes del campo eléctrico y magnético debe satisfacer la ecuación de Helmholtz

$$\nabla^2 U + n^2 k_0^2 U = 0, \quad (12)$$

donde $n = n_1$ en el núcleo ($r < r_1$) y $n = n_2$ en la cubierta ($r > r_1$), $k_0 = 2\pi/\lambda$ y U es la amplitud compleja para la polarización p y s . En un sistema coordenadas cilíndricas la ecuación de Helmholtz es

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n k_0^2 U = 0, \quad (13)$$

donde la amplitud compleja $U = U(r, \phi, z)$ representa alguna componente del campo eléctrico o magnético de las componentes axiales E_z y H_z en coordenadas cilíndricas. El interés es obtener soluciones que toman la forma de ondas viajando en la dirección z con la constante de propagación β , así la dependencia de z es de la forma $e^{-j\beta z}$.

Sustituyendo

$$U(r, \phi, z) = u(r)e^{-jl\phi}e^{-j\beta z}, \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (14)$$

en la ecuación (13), se obtiene una ecuación diferencial para $u(r)$:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (15)$$

la ecuación (15) puede ser escrita separadamente para el núcleo y cubierta quedando de la siguiente forma:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(k_T^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0, \quad r < r_1 (\text{núcleo}) \quad (16)$$

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(\gamma^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0, \quad r > r_1 (\text{cubierta}). \quad (17)$$

Las ecuaciones (16 y 17) son bien conocidas como soluciones de la familia de funciones Bessel. Con las condiciones de frontera necesarias, obtenemos

$$u(r)\alpha \begin{cases} J_l(k_T r), & r < r_1 \text{ núcleo} \\ K_l(\gamma r), & r > r_1 \text{ cubierta} \end{cases} \quad (18)$$

donde $J_l(x)$ es la función de Bessel de primer tipo de orden l y $K_l(x)$ es la función modificada de Bessel de segundo tipo de orden l .

II.3 Parámetros de propagación de luz en fibra óptica aplicada en el experimento

En esta sección presentamos los resultados de calcular numéricamente los parámetros de propagación de luz en fibras ópticas con perfil escalón. Los resultados son importantes para conocer los parámetros de la fibra utilizada en la parte experimental y realizar una caracterización de la propagación de luz en fibras ópticas homogéneas.

En la Tabla I, se presentan las características de la fibra óptica, dadas por el fabricante.

Consideramos ahora los siguientes parámetros de la fibra óptica utilizada para inducir homogeneidad en el núcleo (ver Cap. IV):

Parámetro	Cantidad
Diámetro del núcleo ($2r_1$)	7.66 μm
Diámetro de la cubierta ($2r_2$)	125 μm
Índice de refracción del núcleo (n_1)	1.463
Índice de refracción de la cubierta (n_2)	1.457
Abertura Numérica (NA)	0.13

Tabla I. Parámetros de la fibra óptica utilizada en este trabajo.

La longitud de corte (*cut off*) para la fibra utilizada experimentalmente es de 1.2 μm , es decir, la menor longitud de onda a la cual sólo el modo fundamental (LP_{01}) es capaz de propagarse. La longitud de onda preferente para comunicaciones es a $\lambda = 1.550\mu\text{m}$, es decir que a esta longitud de onda la fibra óptica que empleamos solo propaga un modo. Si la fibra se ilumina por una longitud de onda menor a la longitud de onda de corte, el número de modos aumenta.

La dependencia del número de modos en función de la longitud de onda para fibras

(ver ecuación 10) con parámetros experimentales se ilustra en la figura 3. Es notable observar que a medida que la longitud de onda decrece, el número de modos aumenta rápidamente.

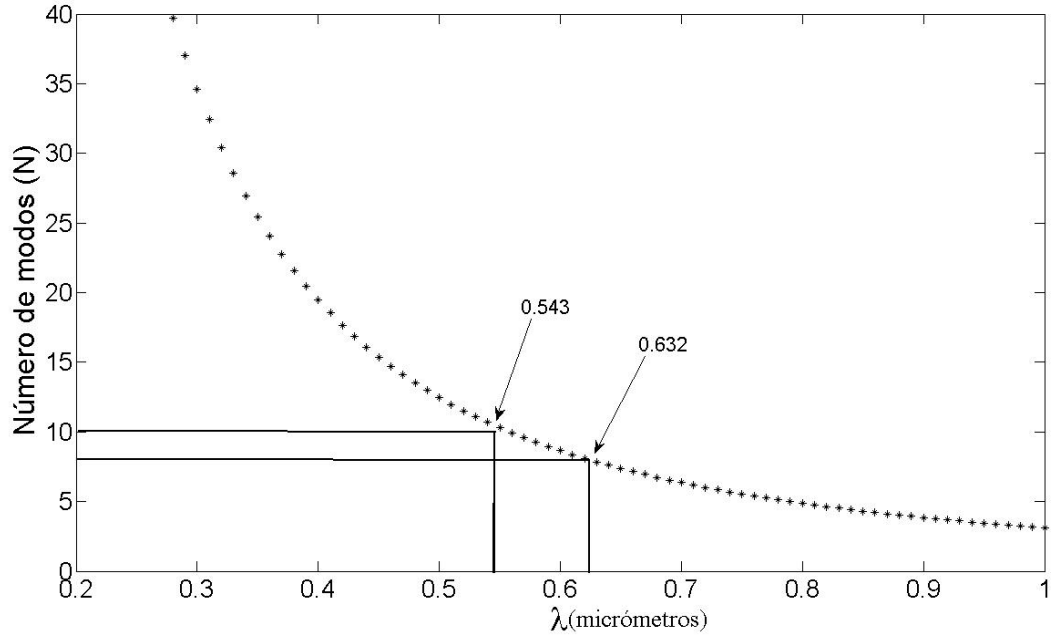


Figura 3. Dependencia del número de modos con respecto a la longitud de onda incidente (λ).

Las flechas apuntan a los números de modos para dos longitudes de onda que aplicamos en los experimentos, según las fuentes de luz laser que comercialmente existen. A continuación se presentan las constantes de propagación para cada uno de las distribuciones modales. La constante de propagación es la fase del modo viajando a través de la fibra (β), donde la constante de propagación viene dada por

$$\beta_m = n_m k_o \quad (19)$$

con n_m es el índice de refracción efectivo del m -ésimo modo y el vector de onda viene dado por $k_o = n_o \left(\frac{\omega}{c}\right) \sin \theta$ donde θ es el ángulo de incidencia. Si β es cero, entonces el

modo no se puede propagar a través de la fibra. La constante de propagación es función de los parámetros de la fibra óptica.

Cada modo debe contarse dos veces, es decir, hay un modo correspondiente idéntico pero con polarización opuesta para cada uno de los modos que se muestra.

$$\lambda = 0.632\mu\text{m}$$

Según la ecuación (10), para esta longitud de onda y con las características de la fibra óptica, el valor del parámetro $V = 5.117$ y el número de modos que soporta la fibra es 8 modos para cada una de las polarizaciones. Esto indica que se tienen 8 distribuciones modales de luz y cada distribución le corresponde una constante de propagación de luz. En la tabla II, se presentan la lista de constantes de propagación y la distribución de cada uno de los modos que se propagan a lo largo del núcleo de la fibra.

Se calcula numéricamente el valor de los parámetros que servirán de base para el estudio de la propagación en medios inhomogéneos. La longitud de onda con valor de $0.632\mu\text{m}$, corresponde a un láser con emisión color rojo, en nuestro caso hemos utilizado experimentalmente un laser He-Ne.

$$\lambda = 0.543\mu\text{m}$$

Según la ecuación (10), el parámetro $V = 5.817$ y el número de modos es 10 para cada una de las polarizaciones. Por lo tanto, en incidencia de luz polarizada se propagan 10 distribuciones de luz, cada una con su constante de propagación bien definida. En la tabla III, presentamos la distribución de cada uno de los modos con su correspondiente constante de propagación. Para esta longitud de onda ($\lambda = 0.543\mu\text{m}$), utilizamos experimentalmente un láser He-Ne con emisión verde.

II.4 Conclusiones

Presentamos cálculos numéricos para obtener las distribuciones de luz que se propagan a lo largo de la fibra óptica.

Obtenemos los parámetros de propagación de luz en fibras utilizado en la parte experimental correspondientes a dos longitudes de onda incidente $0.632\mu m$ y $0.543\mu m$.

Presentamos las distribuciones de luz para cada uno de los modos que se propagan en fibras ópticas con perfil de índice de refracción escalón utilizada en los experimentos y cada una de sus constantes de propagación.

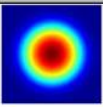
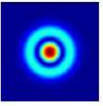
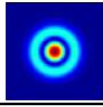
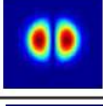
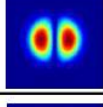
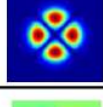
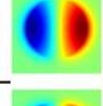
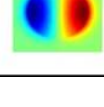
Parámetro V	l	m	Constante de propagación (β)	Distribución de luz
5.117	0	1	0.8405	
5.117	1	1	0.6013	
5.117	1	1	0.6013	
5.117	2	1	0.2997	
5.117	2	1	0.2997	
5.117	0	2	0.2136	
5.117	3	1	0.1658	
5.117	3	1	0.1658	

Tabla II. Lista de constantes de propagación de una fibra óptica con índice de refracción escalon, además se presenta cada una de las distribuciones de luz que corresponde a cada modo, cálculos realizados para una longitud de onda incidente de $0.632\mu m$.











Parámetro V	l	m	Constante de propagación (β)	Distribución de luz
5.8171	0	1	0.8776	
5.8171	1	1	0.6893	
5.8171	1	1	0.6893	
5.8171	2	1	0.4492	
5.8171	2	1	0.4492	
5.8171	0	2	0.3733	
5.8171	3	1	0.1658	
5.8171	3	1	0.1658	
5.8171	1	2	0.0466	
5.8171	1	2	0.0466	

Tabla III. Lista de constantes de propagación de una fibra óptica con índice de refracción escalon, además se presenta cada una de las distribuciones de luz que corresponde a cada modo, cálculos realizados para una longitud de onda incidente de $0.543\mu m$.

Capítulo III

DESCOMPOSICIÓN MODAL EN FIBRAS ÓPTICAS

La descomposición modal de luz en fibras ópticas multimodo es un problema importante en varias áreas, tales como comunicaciones ópticas y láseres de fibra óptica (Nugent, 1992).

Para obtener información acerca de las diferentes características del campo, se han implementado una variedad técnicas de medición (Hodgson y Weber, 2005). Entre los enfoques de la caracterización del haz, la descripción directa de los modos promete dar información muy útil sobre las física del campo ya sea en láseres o en fibras ópticas. Entre ellos podemos mencionar algunos trabajos (Snitzer *et al*, 1988; Zenteno, 1993 y Weber *et al*, 1995) donde se ha estudiado la competición entre modos en láseres, un trabajo que reporta las pérdidas por doblado (Leminger y Grau, 1980) y reportes sobre la calidad del haz de fibras ópticas (Yoda H. *et al*, 2006).

En fibras ópticas multimodales la distribución de intensidad de luz del campo es la interferencia de todos los modos propagados y están en función de la coordenada en z (eje a largo de la fibra). Es por es ello, que para realizar una completa caracterización de la luz que emerge del núcleo de la fibra, es importante descomponer la distribución de luz en cada una de las distribuciones modales con un peso de potencia modal bien definido, nombrando a esto descomposición de pesos de potencia modal.

La descomposición de pesos de potencia modal en fibras ópticas, ha sido un tema

de interés en óptica por mucho tiempo (Mickelson, 1973; Leminger *et al*, 1980; Rittchi, 1985 y Soh, 2004).

Particularmente, en este capítulo presentaremos la implementación experimental y el método numérico para determinar los pesos de potencia modal del campo óptico en fibras ópticas multimodo mediante un método aproximado descrito en la siguiente sección. El método esta basado en mediciones de la intensidad de luz que emerge de las fibras ópticas.

III.1 Métodos de descomposición modal

Existen varios métodos que proponen soluciones para obtener la descomposición modal de una distribución de luz, entre los cuales destacan los de recuperación de fase (Yang *et al*, 1994) donde miden directamente la intensidad de láseres. Estos métodos reconstruyen completamente la imagen, debido a que cuentan con la información más importante de cualquier imagen: amplitud y fase. En 2009, Kaiser *et al*, publica la descomposición modal para fibras ópticas, por medio de técnicas interferométricas. Los métodos aproximados para fibras multimodo que asumen que el espacio modal es continuo o el campo que emerge es simétricamente azimutal fueron implementados (Rittch, 1985; Grau y Leminger 1981; Mickelson, 1982). En 2003, Soh *et al*, publica un análisis numérico de la descomposición de modos en fibras ópticas a partir de mediciones del perfil de intensidad.

Sin embargo, un trabajo publicado por Shapira *et al*, 2005; se discute que una evaluación experimental del contenido modal sigue siendo difícil. Es por esta razón que las técnicas numéricas son las más utilizadas. En este trabajo de tesis, se pretende realizar una completa descomposición de pesos de potencia modal en fibras ópticas

multimodo.

III.2 Descripción del método

En esta sección, se describe el método que ha sido empleado para la descomposición modal en esta tesis. La reconstrucción del campo se lleva a cabo por medio de la suma de pesos de potencia modal para un campo óptico con un perfil de intensidad del cual podemos extraer el frente de onda y la validación de la descomposición modal experimental esta a cargo de cálculos numéricos aproximados, presentados en el capítulo 2.

Para analizar la distribución de potencia entre modos en fibras ópticas, se realizaron mediciones de la distribución de la luz en campo cercano en condiciones de pequeñas vibraciones de la fibra óptica.

Suponemos $E(x, y, z)$ es el campo propagado en el núcleo de la fibra óptica, soportando v modos. Entonces, las distribuciones de campo en el núcleo de la fibra pueden ser presentadas como sigue:

$$E(x, y, z) = \sum_v c_v e^{-i\beta_v z} A_v(x, y). \quad (20)$$

Aquí, la sumatoria corre sobre todos los v modos propagándose en la fibra incluidos los pares y los impares de ambas polarizaciones x y y . $A_v(x, y)$ es la distribución de amplitud del modo, β_v es la constante de propagación y c_v es el coeficiente de peso del v –ésimo modo.

El coeficiente de peso c_v puede ser obtenido numéricamente desde el traslape integral de $E(r)$ y la distribución de campo de cada modo es:

$$c_v = \int E(r) A_v(x, y) dr \quad (21)$$

donde $A_v(x, y)$ es la función Bessel que corresponde al v –ésimo modo soportado.

En el experimento los coeficientes de peso son fluctuaciones bajo condiciones de vibración. Se asume que las correlaciones son $\langle c_v c_{v'}^* \rangle = C_v^2 \delta_{vv'}$, donde $\delta_{vv'}$ es la delta de Kronecker ($\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ y $\delta_{ij} = 1$).

Las imagenes resultan de la interferencia de los v modos en algun punto z_o a lo largo de la fibra óptica y pueden ser representados como:

$$\begin{aligned} I(r) &= \langle |E(r)|^2 \rangle = \left\langle \left| \sum c_v A_v(x, y) \exp(-i\beta_v z_0) \right|^2 \right\rangle \\ &= \sum \langle c_v c_{v'}^* \rangle A_v(x, y) A_{v'}(x, y) \exp i(\beta_{v'} - \beta_v) z_0 \\ &= \sum C_v^2 |A_v(x, y)|^2 \end{aligned} \quad (22)$$

Si todos los modos soportados en la fibras son conocidos, la ecuación (22) presenta el $I_{previsto}(r)$ y las mediciones de la distribución de intensidad es $I_{principal}(r)$. El peso de potencia modal c_v de cada modo puede ser encontrado minimizando la diferencia numérica $I_{prevista}(r) - I_{principal}(r)$.

La ecuación (21) es un sistema de m ecuaciones lineales con n incognitas definido matricialmente mediante:

$$Ax = b$$

en donde $A \in \mathbf{R}^{(m,n)}$ y $b \in \mathbf{R}^{(m)}$ son mediciones y $x \in \mathbf{R}^n$ es el vector incognita; donde

se puede explicar en la forma:

$$\begin{aligned}
 a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + \dots + a_{1n}x_n &= b_1 \\
 a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + \dots + a_{2n}x_n &= b_2 \\
 &\vdots \\
 a_{m1}x_1 + a_{m2}x_2 + \dots + a_{mn}x_n &= b_m
 \end{aligned} \tag{23}$$

Evidentemente, el sistema de ecuaciones (23) no posee una solución única. La idea es la de localizar un vector x tal que

$$||Ax - b||^2 \quad \text{sea mínima.}$$

con la norma euclídea. Este proceso se denomina método de los mínimos cuadrados, cuyo nombre indica que la suma de los cuadrados debe ser mínima.

III.3 Esquema experimental

El arreglo experimental que se utilizó para obtener la distribución de luz que emerge del núcleo de fibras ópticas multimodales se muestra en la figura 4 y funciona de la siguiente manera: la fuente de luz proviene de un laser He-Ne (Melles-Griot, modelo 05-LHP-171) que opera a una longitud de onda $\lambda = 632nm$ y con una potencia de salida promedio de $0.5mW$. El haz se hace incidir en una placa retardadora $\lambda/4$, con el fin de obtener una polarización circular a la entrada de la fibra óptica. Con la ayuda de una montura especial para microposicionar angularmente fibras ópticas, acoplamos la luz en una de las caras de la fibra óptica. La luz que emerge de la otra cara es capturada por medio de un objetivo de microscopio $100\times$ con el fin de amplificar la distribución de luz y finalmente se hace incidir en la cámara CCD. El objetivo fundamental de este

arreglo es capturar en una cámara CCD (SBIG, modelo ST-402ME) la distribución de luz de cada uno de los modos que viajan en el núcleo de la fibra óptica. La imagen fue grabada en una cámara CCD para después evaluarla por un software específico.



Figura 4. Esquema experimental para obtener distribuciones de luz que emergen del núcleo en la fibra óptica.

El arreglo experimental representado en la figura 4, permite variar el ángulo de incidencia en la fibra óptica, dejando excitar diferentes distribuciones modales con diferentes pesos de potencia modal. El camino óptico fue modificado causando pequeñas vibraciones en la fibra óptica.

En la Tabla IV, presentamos los parámetros más importantes de las condiciones experimentales utilizados en este capítulo.

III.4 Descomposición de pesos de potencia modal

En esta sección presentamos los resultados experimentales de la distribución de luz que emerge de fibras ópticas. Las mediciones se obtienen utilizando el arreglo experimental ya descrito en la sección anterior.

La figura 5, muestra la distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica (a) experimental, (b) reconstruída y (c) calculada numéricamente (los cálculos fueron descritos en el capítulo 2). Enfatizamos que el objetivo de calcular la imagen reconstruída es para obtener los pesos de potencia modal de la distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica. El ángulo de incidencia (θ) es 0 grados, observamos que las

Parámetro	Cantidad
Diámetro del núcleo ($2r_1$)	7.66 μm
Diámetro de la cubierta ($2r_2$)	125 μm
λ	0.632 μm
Parámetro V	5.11
Número de modos (M)	8

Tabla IV. Parámetros experimentales.

imagenes mostradas en la figura 5 (a) y (c) son prácticamente las mismas, generando una mayor exactitud en la obtención de pesos de potencia modal.

En la figura 6, se presenta el porcentaje de cada uno de los pesos de potencia modal que se propagan en la fibra óptica. La obtención de pesos de potencia modal de la figura 6, se basa en la reconstrucción de la figura 5 (a). Es importante notar que, en este caso el ángulo de incidencia (θ) es 0 grados, por lo que el resultado obtenido coincide con el esperado, es decir, el peso de potencia modal se espera predominante para el modo LP_{00} .

La figura 7, muestra la distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica (a) experimental y (b) calculada numéricamente (ecuación (20)). En este caso, el ángulo de incidencia (θ) es de 3 grados con respecto la cara de la fibra óptica. Realizando

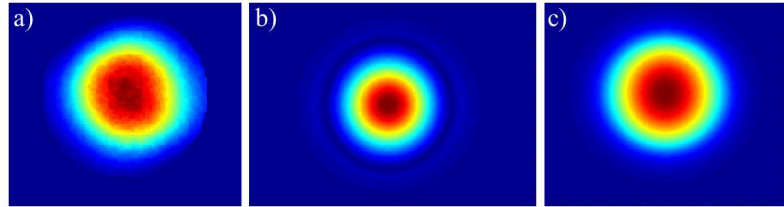


Figura 5. Distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica. Se ilustran 3 modalidades de la distribución de intensidad (a) imagen experimental, (b) imagen reconstruída y c) imagen generada por cálculos numéricos. El ángulo de incidencia de la luz es de 0 grados.

una comparación cualitativa, observamos que los resultados presentan características similares. Para 0 y 3 grados en el ángulo de incidencia (θ), se concluye que la reconstrucción es similar. Para ángulos de incidencia (θ) iguales o mayores a 5 grados, la reconstrucción resulto diferente y resultado no coincidir.

En la figura 8, se presenta el porcentaje de cada uno de los pesos de potencia modal que se propagan en la fibra óptica. Para este caso, el valor de los pesos de potencia modal se distribuye en todos los modos. El ángulo de incidencia (θ) a la fibra óptica es 3 grados, es decir la luz al incidir en la cara de la fibra excita todos los modos con diferentes pesos.

III.5 Conclusiones

Se ha implementado un esquema experimental útil para obtener las distribuciones de luz que emergen del núcleo de fibras ópticas multimodales.

Las distribuciones de luz que emergen del núcleo de fibras ópticas son similares a los resultados obtenidos numéricamente.

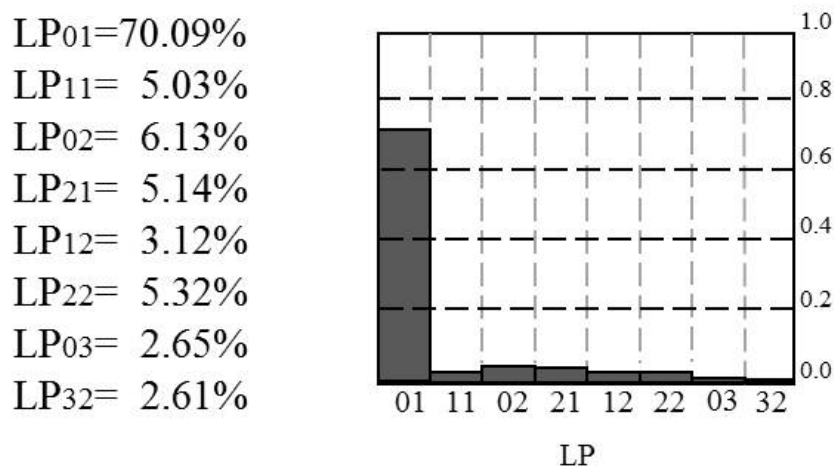


Figura 6. Pesos de potencia modal para cada uno de los modos que se propagan en la fibra óptica, la reconstrucción se realiza partiendo de la distribución experimental de luz que emerge de fibras ópticas.

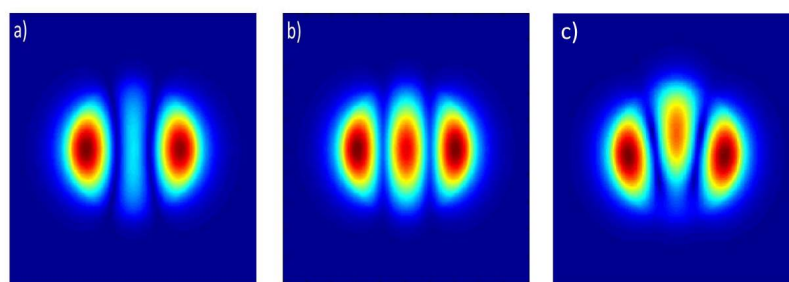


Figura 7. Distribución de luz que emerge del núcleo de fibras ópticas multimodales. Por ilustración se presenta la distribución de luz obtenida (a) experimentalmente, (b) reconstruída y c) numéricamente. El ángulo de incidencia es 3 grados.

Se ha empleado un método matricial para obtener los pesos de potencia modal, es un método aproximado, el cuál nos ofrece un conjunto de soluciones que satisfacen el sistema de ecuaciones.

Satisfactoriamente, se ha reconstruído la imagen experimental para 0 y 3 grados en el ángulo de incidencia (θ) a la fibra óptica, con el objetivo de obtener los pesos de potencia modal para cada uno de los modos propagantes en la fibra óptica.

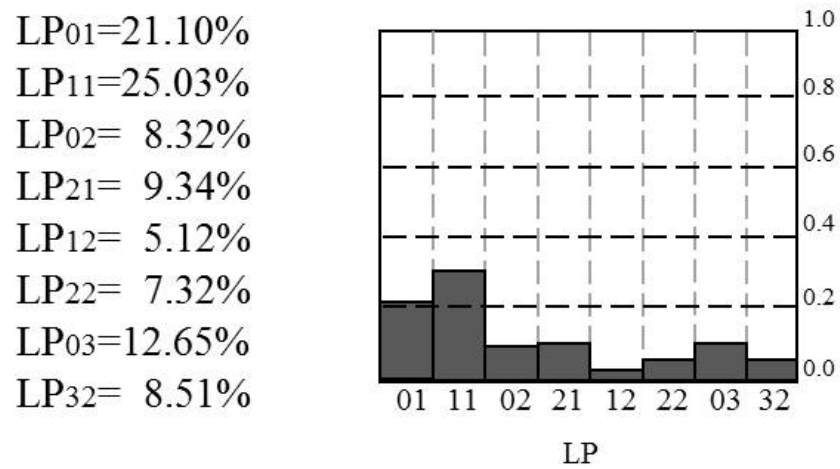


Figura 8. Pesos de potencia modal para cada uno de los modos que se propagan en la fibra óptica, la reconstrucción se lleva tomando la distribución de luz que emerge de fibras ópticas numéricamente, el ángulo de incidencia es 3.

Capítulo IV

PROPAGACIÓN DE LUZ EN FIBRAS ÓPTICAS CON DESORDEN

IV.1 Introducción

Las fibras ópticas como medio propagador unidireccional, con absorción baja en el intervalo de longitud de onda, alrededor de $1.5\mu m$ son un excelente dispositivo para la transmisión de datos y señales ópticas (Hecht, 1999). Inducir estructuras o inhomogeneidades en el núcleo de la fibra, ha sido hasta este momento un campo fértil para cambiar las condiciones de propagación de la luz que emerge del núcleo.

Las fibras ópticas dopadas con germanio (Ge), al estar en contacto con la radiación UV, presentan la capacidad de cambiar el índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica por absorción (Hill *et al*, 1978).

En este capítulo presentamos la técnica de inducción de variaciones aleatorias en el índice de refracción a través del núcleo de fibras ópticas multimodo dopadas con Ge. Se presenta el esquema experimental propuesto en el cual los parámetros experimentales pueden ser controlados para diferentes configuraciones de desorden. El orden del capítulo se presenta como a continuación de describe; en la primera sección introducimos el concepto y modelo de la guía de onda con esparcidores incrustados en el núcleo de la fibra óptica. Presentamos y definimos el concepto de *speckle* en la segunda sección. Continuamos en la tercera sección, con la preparación de muestras y la descripción

completa del esquema experimental para la obtención de muestras con inhomogeneidad inducida. En la cuarta sección, presentamos el esquema experimental y la descripción completa de cada uno de los elementos ópticos que fueron utilizados para obtener la distribución de la intensidad. Además, se presentan las condiciones experimentales que fueron tomadas en cuenta para la caracterización de la parte inhomogénea como son: polarización, birrefringencia y diferente número de realizaciones. En la quinta sección, presentamos los principales resultados de la transmitancia de muestras con parte inhomogénea variando: el ángulo de incidencia, la polarización y la longitud de la parte inhomogénea en cada una de las muestras. En la sexta sección, realizamos un análisis estadístico de la inhomogeneidad inducida en el núcleo de la fibra óptica. Para finalizar, se mencionan en la séptima sección, las conclusiones del capítulo.

Introducimos el concepto de una guía de onda cilíndrica (fibra óptica) con una región inhomogénea, como un simple modelo de guía de onda con incrustaciones de volumen en el núcleo. El diámetro del núcleo, el índice de refracción del núcleo y la longitud de onda que se propaga determina el número de modos N que son guiados. La fibra óptica se asume ideal (límites perfectamente reflectores) soportando ciertos modos discretos de propagación (ver capítulo 2). La inhomogeneidad inducida en el esquema que proponemos, es generada por patrón de *speckle* (ver figura 9).

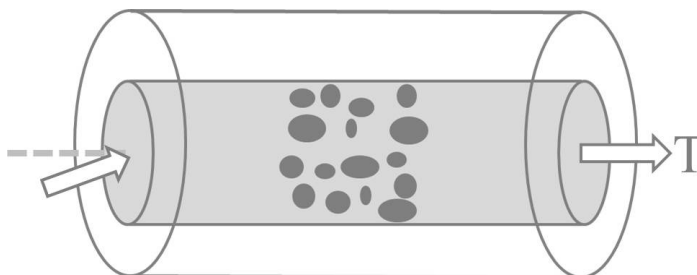


Figura 9. Esquema de una fibra óptica con inhomogeneidad inducida en el núcleo.

IV.2 Speckle

Si un haz de luz láser incide sobre una superficie rugosa, la luz esparcida en el campo lejano muestra un fenómeno de interferencia aleatoria, creando la impresión de granulado; a este efecto se le denomina patrón granulado o moteado láser (*speckle*¹, ver figura 12). Para entender cómo es que se puede emplear un patrón de *speckle* para generar inhomogeneidad en el núcleo de la fibra con las características deseadas, se presenta una breve descripción de las propiedades estadísticas de este patrón. Una discusión más amplia puede encontrarse en (Goodman, 1975).

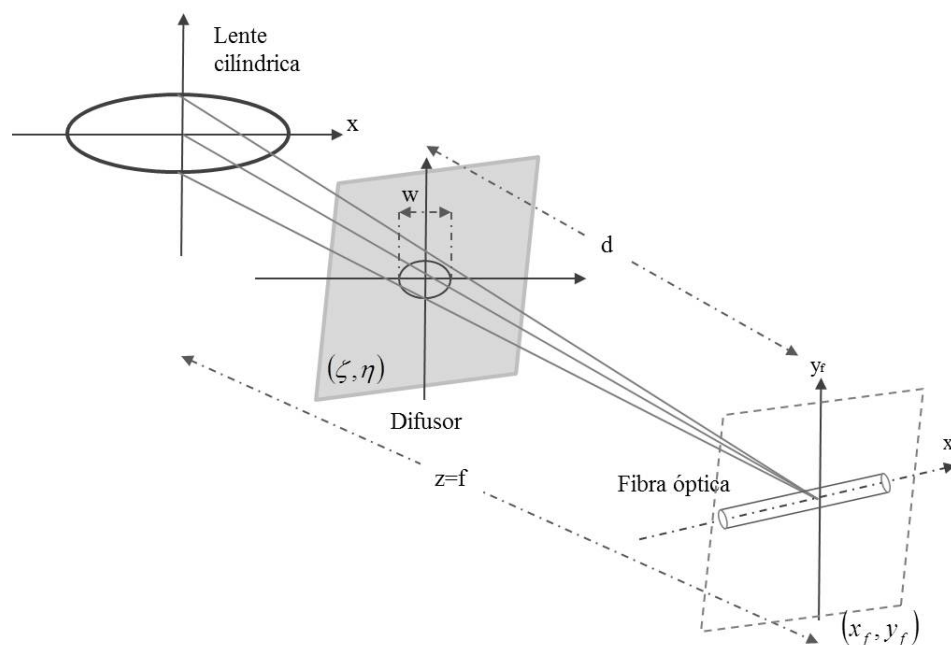


Figura 10. Diagrama esquemático del arreglo óptico para producir el patrón de speckle controlado.

Consideremos ahora la geometría de esparcimiento que se presenta en la figura 10. Un haz gaussiano colimado proveniente de un láser pasa por una lente de longitud focal f que lo hace converger hacia el punto $(0, 0)$ en el plano (x_f, y_f) . Se coloca un difusor

¹Moteado de luz.

(vidrio esmerilado), en nuestro caso de cuarzo, en un plano intermedio, a una distancia d del plano focal de la lente. La amplitud compleja $A(x_f, y_f)$ en el plano focal de la lente puede escribirse en la aproximación de Fresnel (Goodman, 1975) como

$$A(x_f, y_f) = \frac{\exp(ikd)}{i\lambda d} \exp\left[\frac{ik}{2d}(x_f^2 + y_f^2)\right] \int \int_{-\infty}^{\infty} A(\zeta, \eta) \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda d}(\zeta^2 + \eta^2)\right] \exp\left[\frac{-i2\pi}{\lambda d}(x_f\zeta + y_f\eta)\right] d\zeta d\eta \quad (24)$$

donde $A(\zeta, \eta)$ es la amplitud compleja de la luz transmitida por el difusor en el plano (ζ, η) .

Entonces en cualquier punto (x_f, y_f) del plano de observación, la amplitud compleja $A(x_f, y_f)$ es el resultado de la interferencia entre un gran número de contribuciones con fases aleatorias, uniformemente distribuidas en el intervalo $(-\pi, \pi)$.

La función de densidad de probabilidad asociada a la intensidad en cualquier punto en el plano (x_f, y_f) está dada por

$$p(I) = \begin{bmatrix} \frac{I}{\langle I \rangle} \exp(-\frac{I}{\langle I \rangle}) & I \geq 0 \\ 0 & I < 0 \end{bmatrix} \quad (25)$$

donde $\langle I \rangle$ representa la intensidad promedio; la desviación estándar está dada por $\sigma_I = \langle I \rangle$. De gran interés, es la función de autocorrelación $C_I(x_{f1}, x_{f2}; y_{f1}, y_{f2})$ y la distribución espacial de intensidad $I(x_f, y_f) = |A(x_f, y_f)|^2$ en el plano focal, desde el ancho de las regiones adyacentes de brillo máximo y mínimo para así obtener el tamaño promedio de la mota en el patrón de *speckle*. La función de autocorrelación esta definida como

$$C_I(x_{f1}, x_{f2}; y_{f1}, y_{f2}) = \langle I(x_{f1}, y_{f1}) I(x_{f2}, y_{f2}) \rangle \quad (26)$$

y esta expresión puede escribirse tambien de la siguiente manera

$$C_I(x_{f1}, x_{f2}; y_{f1}, y_{f2}) = \langle I \rangle [1 + |\mu_a(\Delta x_f, \Delta y_f)|^2], \quad (27)$$

donde μ_a es conocida como el factor de coherencia complejo y está dado por

$$\begin{aligned} \mu_a(x_{f1}, x_{f2}; y_{f1}, y_{f2}) &= \\ &= \frac{\exp\left[\frac{ik}{d}(x^2 f_1 - x^2 f_2) + y^2 f_1 - y^2 f_2\right] \int \int_{-\infty}^{+\infty} |A_d(\zeta, \eta)|^2 \exp\left\{\frac{-i2\pi}{\lambda d} [\xi_1(x_{f1} - x_{f2}) + \eta(y_{f1} - y_{f2})]\right\} d\zeta d\eta}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |A_d(\zeta, \eta)|^2 d\zeta d\eta} \end{aligned} \quad (28)$$

y es la transformada de Fourier normalizada de la distribución de intensidad $|A_d(\zeta, \eta)|^2$ incidente en el difusor en el plano (ζ, η) .

Para el caso de un haz gaussiano circularmente simétrico de diámetro ω en el plano (ζ, η) , la distribución de amplitud es:

$$A_d(\zeta, \eta) = \exp\left[\frac{-\zeta^2 + \eta^2}{\omega^2}\right] \exp\left[\frac{-ik}{2d}(\zeta^2 + \eta^2)\right], \quad (29)$$

la expresión para el factor de coherencia es derivado usando la ecuación (29) en la ecuación (28) y con un cambio de variables obtenemos

$$\mu_a(r) = \frac{\int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-2\rho^2}{\omega^2}\right) J_0\left(\frac{k}{d}\rho r\right) \rho d\rho}{\int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-2\rho^2}{\omega^2}\right) \rho d\rho} \quad (30)$$

donde $J_0(x)$ es la función Bessel de cero orden. Integrando la ecuación (30) y sustituyendo en la ecuación (27) obtenemos la expresión para la función de autocorrelación de intensidad en el plano (ζ, n) para un haz gaussiano, el cual esta dado por

$$C_I(r) = \langle I \rangle \left[1 + \exp\left[-\left(\frac{\pi\omega r}{\lambda d}\right)^2\right] \right]. \quad (31)$$

El ancho promedio de una mota, a' , puede ser tomada como el valor donde la exponencial decae al valor de $1/e$, así tenemos:

$$a' = \frac{\lambda d}{\pi\omega}. \quad (32)$$

donde λ es la longitud de onda incidente, d es la distancia del difusor a la fibra óptica y ω es el ancho del haz que incide en el difusor. En la figura 11, se presenta un esquema ilustrativo de la implementación experimental, con las variables descritas según la ecuación 32,

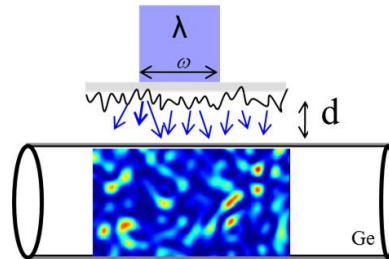


Figura 11. Esquema ilustrativo de fabricación, los parámetros que determinan el tamaño promedio de la mota en un patrón de speckle, son dados por la ecuación 32.

En la figura 12 se presenta un patrón de *speckle* obtenido experimentalmente, al incidir sobre un difusor una fuente de luz proveniente de un láser He-Ne con emisión a $0.632\mu m$.



Figura 12. Patrón de speckle, imagen obtenida experimentalmente.

IV.3 Inhomogeneidad en el núcleo de la fibra óptica: Fabricación

A raíz de los avances en la fabricación de fibras ópticas, modificar el índice de refracción de algún material se ha vuelto muy accesible, esto ha evolucionado gracias a la capacidad de cambiar el índice de refracción en el núcleo de una fibra óptica monomodo por absorción óptica de luz ultravioleta (Hill *et al*, 1993; Campbell y Kashyap, 1994). En el trabajo de Hill *et al*, 1978, se demostró la fotosensibilidad cuando la luz visible de $0.488\mu m$ fue irradiada dentro del núcleo de la fibra y bajo una larga exposición, la atenuación se incrementó. De esta manera, se determinó que la intensidad de la luz reflejada por la fibra óptica aumentó con respecto al tiempo de exposición, dando lugar al descubrimiento de la fotosensibilidad, siempre y cuando haya presencia de algún material (Ge, Er, Yt, etc) en el núcleo de la fibra. La fotosensibilidad de fibras ópticas da como resultado un cambio permanente del índice de refracción a lo largo del núcleo de la fibra.

Hasta la fecha, las modificaciones del índice de refracción, que se han reportado en la literatura son capas perpendiculares al eje de propagación. Estas capas pueden ser periódicas (rejillas de Bragg), aleatorias o Chirp.

En este trabajo, se aprovecha la fotosensibilidad del material y a través de un difusor de cuarzo, el cuál presenta menos pérdidas a longitudes de onda en la región óptica del UV ($0.244\mu m$), inducimos un patrón de *speckle* en el núcleo de la fibra óptica. Como muestras para este trabajo de tesis, utilizamos fibras dopadas con Germanio (*Ge*). Las fibras son de la compañía INO, el modelo es PS1250/1500. La fibra utilizada es una fibra monomodo a $1550nm$, con longitud de corte de $1330nm$. Su perfil de índice de refracción es escalón y las dimensiones que reporta el fabricante son de: diámetro en el núcleo

lente cilíndrica y se manipula en una montura especial para fibra óptica. Se respetan los parámetros ω y d para el ancho del haz que incide en el difusor y distancia del difusor a la fibra, respectivamente (ver sección 3.2). El tiempo de exposición para modificar el índice de refracción fue de 10 minutos, se observó que después de 10 minutos, la distribución de la luz que emergía del núcleo no mostraba algún cambio. El tiempo de exposición va relacionado con la potencia del láser de Argon. La parte inhomogénea en el núcleo de la fibra óptica tuvo las siguientes longitudes: 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12 y 15 *cm*. además, el tamaño promedio de la mota que se grabó fue de 200 y 500 *nm* aproximadamente.

En la figura 14, se presentan gráficas para 3 diferentes tamaños del haz incidente en el difusor (ω). El tamaño promedio de la mota del patrón de *speckle*, es dependiente de la distancia del difusor a la fibra óptica (d), y el tamaño promedio de la mota, depende de 3 parámetros, λ , d y ω . Como hemos mencionado antes, según la ecuación (32) el tamaño de la mota es determinada por la longitud de onda incidente a la fibra óptica ($\lambda = 0.244\mu m$) y las variaciones de d y w nos permitieron jugar con los parámetros para obtener los tamaños promedio de mota deseados.

IV.4 Distribución de luz en campo cercano: Esquema experimental

Una de las características más sobresalientes e importantes de los sistemas inhomogéneos, son las propiedades de transmisión (Sandeep y Jayannavar, 1997). Para el análisis de la transmisión de la luz a través de fibras ópticas con un desorden inducido, realizamos mediciones de la intensidad de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica. El arreglo experimental que se implementó para obtener la distribución de luz se detalla en la

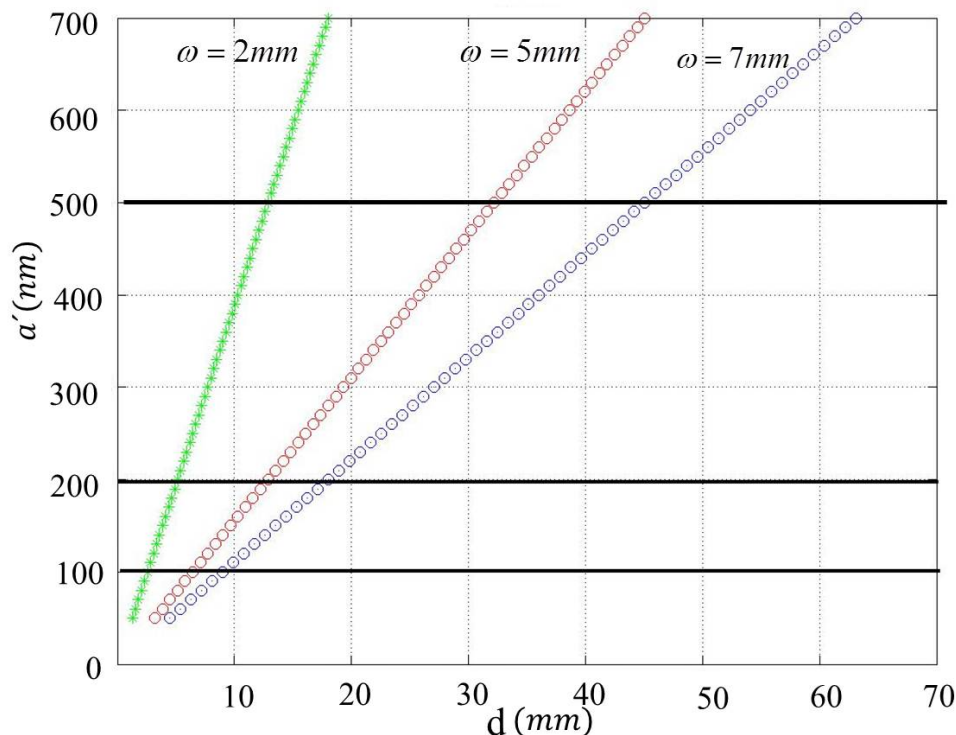


Figura 14. Tamaño promedio de una mota en un patrón de speckle en función de la distancia difusor-fibra (d) y del ancho del haz que incide en el difusor (ω).

siguiente sección.

IV.4.1 Esquema experimental

El concepto fundamental manejado en el arreglo de la figura 15, es capturar en una cámara CCD la distribución de la intensidad de luz transmitida por una fibra óptica inhomogénea. El esquema experimental utilizado se muestra en la figura 15. En este esquema un haz de luz que emerge de un láser de He-Ne (Melles-Griot, modelo 05-LHP-171) con emisión $\lambda = 0.543 \mu m$ linealmente polarizado, incide en una placa retardadora $\lambda/4$ para obtener una polarización circular. En seguida, el haz de luz incide en un polarizador lineal, el cual está orientado en el eje verticalmente con respecto a la mesa

óptica, y, se acopla la luz a la fibra óptica. Es importante mencionar que la montura de la fibra óptica permite tener un movimiento angular, para así variar el ángulo de incidencia (θ). El esquema permite la rotación de la fibra óptica y el ángulo (θ) puede variar de 0 a 5 grados. A la salida de la fibra óptica, la luz es capturada por un objetivo de microscopio $100\times$. En seguida, se hace pasar la luz a través del analizador, para después capturar la distribución de luz que emerge del analizador en una cámara CCD ST-402ME, de SBIG. Las características de la cámara CCD son las siguientes: la matriz de pixeles es de 765×510 , el tamaño del pixel es de $9 \mu m$. La luz que emerge del núcleo fue detectada separadamente para ambas polarizaciones: a) después de pasar a través de un polarizador de la misma orientación en la entrada (pp), o b) polarización perpendicular (ps). También, analizamos la luz a la salida del núcleo de la fibra independientemente de la polarización. La razón de extinción de la fuente láser y la fibra fueron medidos en el régimen de transmisión lineal.

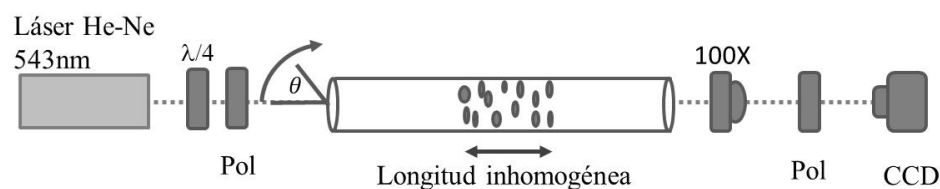


Figura 15. Esquema experimental para obtener la distribución de luz que emerge del núcleo de fibras ópticas con inhomogeneidad inducida por radiación UV .

IV.4.2 Polarización y birrefringencia

La variación de la polarización de la luz que emerge del núcleo de la fibra óptica fue utilizada para analizar el acoplamiento entre modos propagados a través de la parte inhomogénea en el núcleo de la fibra óptica.

Las fibras ópticas siempre presentan un algún grado de birefringencia, incluso si

tienen una geometría circular, esto es debido a que en la práctica siempre hay una cierta cantidad de tensión mecánica o efecto de otro tipo que rompe la simetría. Como consecuencia de esto, la polarización de la luz propagándose en la fibra óptica gradualmente cambia en un camino no controlado (dependiendo de λ), el cual también depende de alguna flexión en la fibra debido a tensiones externas aplicadas sobre la fibra. La orientación de los polarizadores utilizados para las mediciones son presentados en la figura 16 y se muestra un esquema ilustrativo, para observar la importancia que tienen los polarizadores a la entrada y salida de la fibra óptica con una parte inhomogénea en su núcleo.

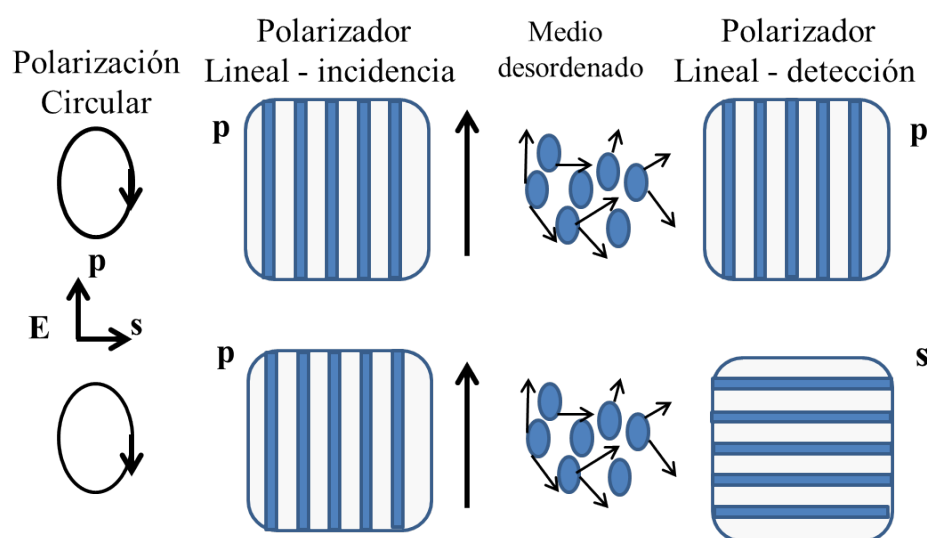


Figura 16. Orientación de polarizadores con respecto a la mesa óptica y al eje de propagación del haz UV que incide en el núcleo.

La componente del campo eléctrico que pasa el primer polarizador, cambia su dirección al llegar a la parte con inhomogeneidad inducida. Al colocar un polarizador a la salida de la fibra óptica, podemos determinar que componente de campo eléctrico es el que estamos capturando en la cámara CCD. Se realizó un análisis del sistema, al colocar una fibra sin inhomogeneidad inducida, obteniendo la máxima intensidad

con polarizadores paralelos y menos del 5% de la intensidad total con polarizadores perpendiculares.

Una vez que la fibra óptica ha sido manufacturada, es casi imposible poder inducir alguna modificación de birrefringencia de tipo interno. Aplicando fuerza externa puede conducir a inducir birrefringencia por el efecto fotoelástico. Hasta ahora consideramos una fibra sin birrefringencia lineal intrínseca solo nos concentramos en la birrefringencia inducida por cuestiones experimentales.

Consideramos inducción de birrefringencia debido a la flexión y a la tensión.

Flexión debido a que la fibra estuvo doblada para obtener las mediciones con diferentes realizaciones. Cuando una fibra de radio r_2 es doblada con radio de flexión $R \gg r_2$, acordado por la figura 17, la birrefringencia inducida $\delta\beta = \beta_y - \beta_x$ para cada uno de los ejes de orientación en el núcleo de la fibra óptica. Tomado de la referencia (Luc Jeunhomme, 1990)

$$B_b = -0.093 \left(\frac{r_2}{R} \right)^2, \quad (33)$$

donde B_b es la birrefringencia debido a la flexión de la fibra óptica, debido al doblamiento que se efectuó para realizar las mediciones de transmitancia.

Tensión: esto es debido a la montura en la que se fijo la fibra óptica para realizar el grabado del patrón de *speckle*, ver figura 17. Dejamos a consideración una fibra sometida a tensión, aplicado a lo largo del eje y . En este caso, el factor de birrefringencia inducida esta dado por

$$B_t = -0.336 \frac{r_2}{R} S_{zz} \quad (34)$$

donde B_t es el coeficiente de birrefringencia debido a la tensión por los clips que sujetan la fibra para su manipulación y $S_{zz} = 1.9 \times 10^{-4}$, es el parámetro de fuerza que esta siendo ejercida sobre la fibra óptica, reportado en Smith, 1980. Sumando las ecuaciones

(33 y 34), la birrefringencia por flexión y tensión queda de la siguiente forma:

$$B_{bt} = -0.093 \left(\frac{r_2}{R} \right)^2 - 0.336 \left(\frac{r_2}{R} \right) S_{zz}. \quad (35)$$

Empleando la ecuación (35), empleando los parámetros que se muestran en la figura 17, como $r_2 = 62.5 \times 10^{-6} \text{ m}$, $R = 56.5 \times 10^{-2} \text{ m}$. Obtenemos una birrefringencia inducida $B_{bt} = -7.42 \times 10^{-5}$. Este parámetro es despreciable para el tipo de mediciones que se realizan en este trabajo.

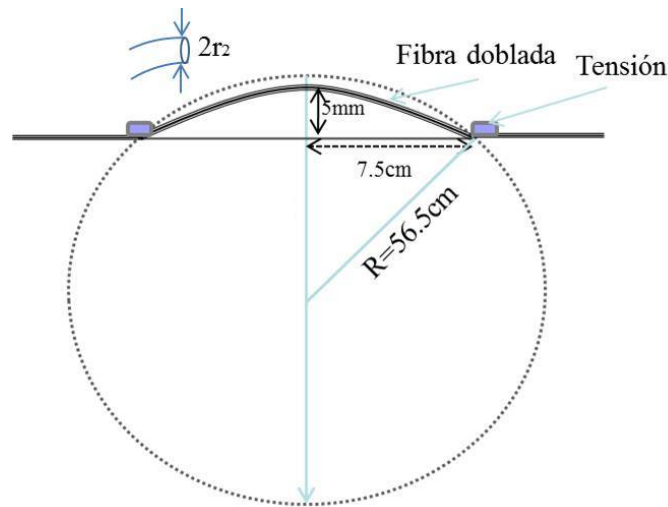


Figura 17. Esquema del experimento que podría producir birrefringencia en el núcleo de la fibra óptica.

IV.4.3 Realizaciones

La probabilidad de un suceso, es el número al que tiende la frecuencia relativa asociada al suceso, a medida que el número de veces que se realiza el experimento crece. Un experimento estadístico se caracteriza por que repetido muchas veces y en condiciones idénticas el cociente entre el número de veces que aparece un resultado y el número total de veces que se realiza el experimento tiende a un número fijo.

Una caracterización estadística, necesita de un gran número de diferentes realizaciones. Cada realización se ha efectuado flexionando la fibra óptica, para inducir un cambio en el camino óptico del sistema. Una realización a otra diverge en la diferencia de camino óptico.

IV.5 Distribución de luz en campo cercano: Resultados

En las secciones anteriores de este capítulo, ha quedado demostrado que, el objetivo primordial del capítulo es ilustrar de la manera más sencilla, la implementación de una parte inhomogénea dentro del núcleo de una fibra óptica multimodal.

En esta sección, presentamos resultados experimentales de la distribución de intensidad de luz que emerge de una fibra óptica para diferentes ángulos de incidencia. Además se presentan resultados variando la longitud de la parte inhomogénea y el juego de polarizadores pp y ps , para el polarizador en el haz incidente y en el haz que emerge del núcleo de la fibra óptica, respectivamente.

En la figura 18 se presentan las distribuciones de luz que emergen del núcleo de una fibra óptica antes de inducir la parte homogénea en el núcleo. Las diferentes distribuciones que se presentan unicamente modificando el ángulo de incidencia, son analizadas en el capítulo 3.

En la figura 19, se muestran las distribuciones de diez diferentes realizaciones de la distribución de luz transmitida en la fibra óptica con parte inhomogénea de $4cm$ y tamaño promedio de mota de $200nm$. En 19(a) se presentan las distribuciones de luz sin polarizadores, a 2 grados en el ángulo de incidencia (θ), mientras que para 19(b) el

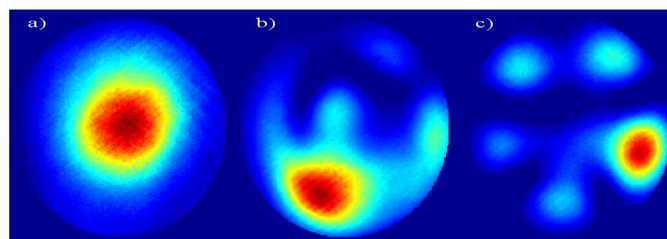


Figura 18. Distribución de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica sin presencia de polarizadores. El ángulo del plano de incidencia de luz es: a) 0° , b) 2° y c) 5° .

plano de incidencia del haz que incide en la cara de acoplamiento de luz es de 5 grados. Se observa, que existe un cambio fuerte en la distribución de la luz que emerge del sistema con parte inhomogénea dependiendo de la longitud inhomogénea. Además, se observan diferentes distribuciones de intensidad de luz para cada una de las condiciones experimentales ya mencionadas.

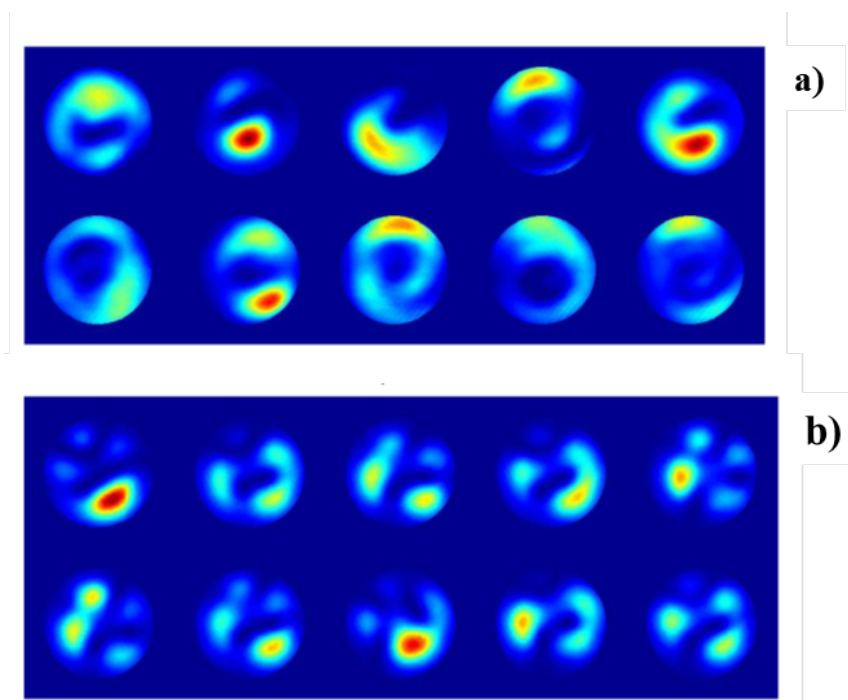


Figura 19. Distribuciones de luz que emerge del núcleo de la fibra óptica con longitud inhomogénea de 4cm. a) 2 grados y b) 5 grados en el ángulo del plano de incidencia de luz a la fibra óptica.

Como ilustración, en la figura 20, se presentan las distribuciones de diez realizaciones de la distribución de luz transmitida en la fibra óptica con parte inhomogénea de 1 y 2cm y tamaño promedio de mota de 200 nm. Se presentan resultados para el juego de polarización cruzada y paralela, para entrada y salida de luz en fibra óptica. Además, se varía el ángulo de incidencia 0° , 2° y 5° . Se observa que a medida que va aumentando la longitud de la parte inhomogénea, las distribuciones de luz cambian, incluyendo cuando la polarización es perpendicular a la incidente.

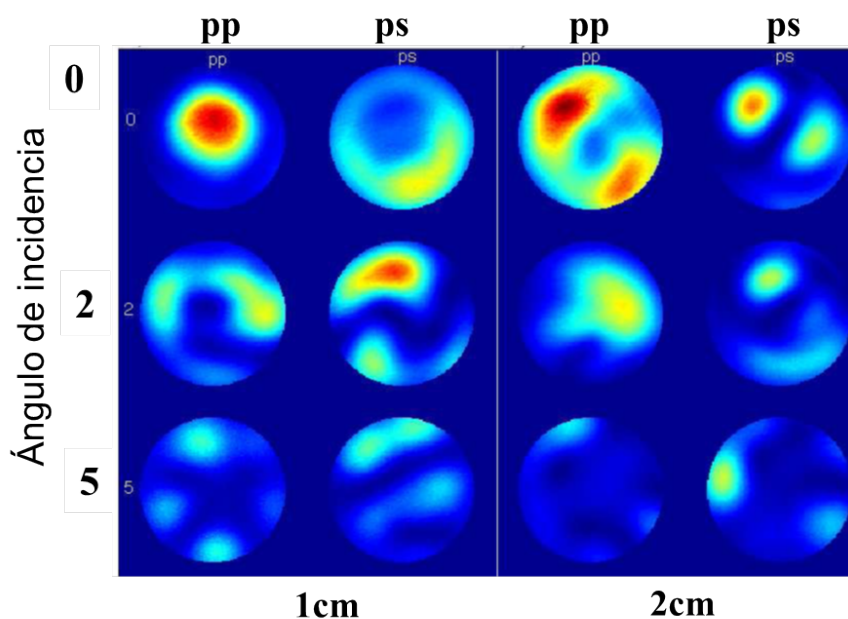


Figura 20. Ejemplos de la distribución de intensidad de la luz transmitida, cuya longitud de la parte inhomogénea de la fibra a) 1cm y b) 2cm. La columna de la izquierda en cada figura presenta la polarización *pp* mientras que la columna derecha presenta *ps*. Los ángulos de incidencia son 0° , 2° y 5° de arriba hacia abajo.

En la figura 21 se presenta el decaimiento de la intensidad conforme se aumenta la longitud de la parte inhomogénea. Esta medición fue obtenida, realizando la sumatoria de la intensidad transmitida en una cámara CCD. Se observa para los primeros 8 cm de la longitud con inhomogeneidad, que el decaimiento es notable y mínimo para longitudes

de parte inhomogénea mayores a 8 *cm*. Es importante aclarar, que para longitudes inhomogéneas mayores a 12 *cm*, se observó un cambio en la distribución de la luz que emerge del núcleo, deteniendo el grabado de radiación laser.

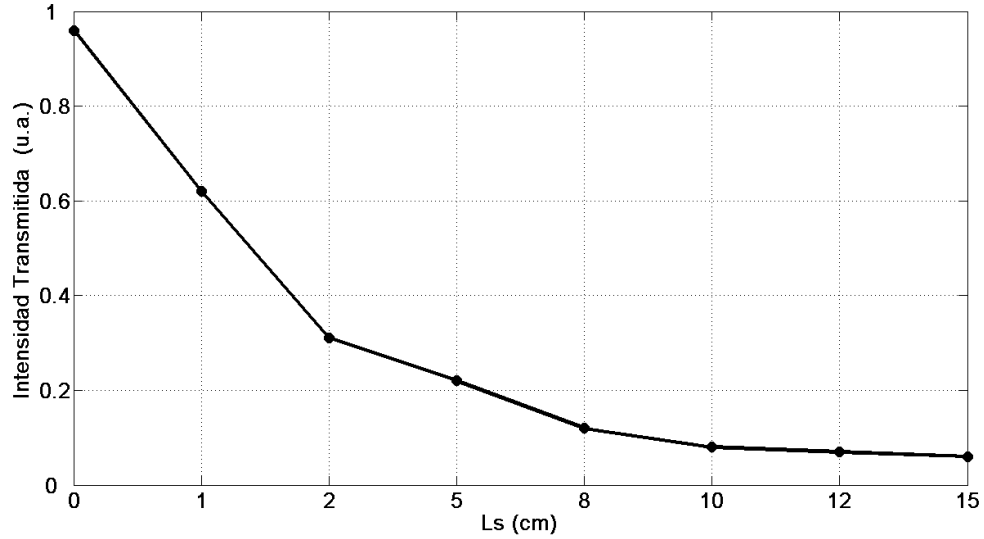


Figura 21. Se presenta el decaimiento de la intensidad transmitida a medida que la longitud de la parte desordenada (L_s) aumenta.

IV.6 Análisis estadístico de la inhomogeneidad

Para realizar un análisis de los resultados obtenidos, necesitamos obtener las propiedades estadísticas del desorden, específicamente, de los dos puntos del correlador de la fluctuación dieléctrica $\langle \delta\varepsilon(r) \delta\varepsilon(r') \rangle$, donde los braquets angulares denotan el promedio sobre las realizaciones de desorden. Aquí definimos la fluctuación de la función dieléctrica $\delta\varepsilon(r) = \varepsilon(r) - \langle \varepsilon(r) \rangle$, el cual tiene la propiedad de $\langle \delta\varepsilon(r) \rangle = 0$. Asumimos que el proceso de exposición a la radiación *UV* el material en el núcleo de la fibra permanece

en un régimen lineal, por ejemplo

$$\langle \delta\varepsilon(r) \delta\varepsilon(r') \rangle = \langle \delta\varepsilon^2 \rangle \frac{|\langle A(r) A^*(r') \rangle|^2}{\langle |A(r)|^2 \rangle \langle |A(r')|^2 \rangle} \equiv \langle \delta\varepsilon^2 \rangle |\mu(r', r)|^2, \quad (36)$$

donde $A(r)$ estadísticamente son las amplitudes complejas de luz UV esparcidas por el difusor. Las amplitudes pueden ser computadas en la aproximación paraxial con la ayuda de la difracción de Fresnel el cual propaga el campo en el plano del difusor. En nuestro problema estamos interesados en obtener $\langle \delta\varepsilon(r) \delta\varepsilon(r') \rangle$ como función de las tres coordenadas espaciales, incluyendo los ejes perpendiculares (x y z) y el eje paralelo (y) a la dirección de iluminación UV . En la geometría considerada (ver figura 13) es imposible obtener una expresión en forma compacta. Asumimos la siguiente ecuación

$$\mu(r', r) \approx \mu(r' - r) \approx \mu(x - x', 0, z - z') \mu(0, y - y', 0). \quad (37)$$

En esta expresión, el primer término describe la correlación en el plano perpendicular a la propagación, mientras que el segundo término describe la profundidad del moteado. Las expresiones para esas funciones pueden ser calculadas conociendo que el haz del láser gaussiano se abre por la lente cilíndrica, y esa mancha incide en el difusor con intensidad

$$I(\tilde{x}, \tilde{z}) \propto \exp \left[\frac{-\tilde{x}^2}{L_x^2} - \frac{-\tilde{z}^2}{L_z^2} \right], \quad (38)$$

donde \tilde{x}, \tilde{z} denotan las coordenadas en el plano del difusor. La distribución de intensidad en la ecuación (38) permite calcular las integrales de Fresnel, (Goodman, 2007), el cual define las funciones de correlación $\mu(x - x', 0, z - z')$ y $\mu(0, y - y', 0)$ en la ecuación (37). Resolviendo las integrales obtenemos

$$|\mu(x - x', 0, z - z')|^2 = \exp \left[- \left(\frac{x - x'}{S_x} \right)^2 \right] \times \exp \left[- \left(\frac{z - z'}{S_z} \right)^2 \right], \quad (39)$$

$$\begin{aligned}
|\mu(0, y - y', 0)|^2 &= \frac{1}{\left(1 + \left[\frac{\pi L_x^2}{\lambda_{UV} D^2} (y - y')\right]^2\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \left[\frac{\pi L_z^2}{\lambda_{UV} D^2} (y - y')\right]^2\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (40) \\
&\approx \frac{1}{\left(1 + \left[\frac{y - y'}{S_y^2}\right]^2\right)^{\frac{1}{2}}}.
\end{aligned}$$

La longitud S_i introucida describe las dimensiones espaciales de la mota:

$$S_x = \frac{\lambda_{UV} d}{\sqrt{2\pi n_{\text{núcleo}} L_x}} \approx 0.15 \frac{\lambda_{UV} d}{L_x}, \quad (41)$$

$$S_y = \frac{\sqrt{3} \lambda_{UV} d^2}{\pi n_{\text{núcleo}} L_z^2} \approx 0.38 \frac{\lambda_{UV} d^2}{L_z^2}, \quad (42)$$

$$S_z = \frac{\lambda_{UV} d}{\sqrt{2\pi n_{\text{núcleo}} L_z}} \approx 0.15 \frac{\lambda_{UV} d}{L_z} \quad (43)$$

donde d denota la distancia del difusor al núcleo de la fibra óptica durante la exposición, todas las dimensiones son escaladas por el índice de refracción del núcleo y con las siguientes condiciones $L_z \gg L_x$, ver ecuación (40). Finalmente sustituyendo las ecuaciones (39 y 40) en la ecuación (36), obtenemos la expresión para las estadísticas de segundo orden de desorden introducido por el grabado del patrón de *speckle* en el núcleo de fibras ópticas fotosensibles:

$$\langle \delta\varepsilon(r) \delta\varepsilon(r') \rangle = \langle \delta\varepsilon^2 \rangle \exp\left[-\left(\frac{x - x'}{S_x}\right)^2\right] \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{y - y'}{S_y^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right]} \exp\left[-\left(\frac{z - z'}{S_z}\right)^2\right]. \quad (44)$$

El parámetro $\langle \delta\varepsilon^2 \rangle = 2n_{\text{núcleo}} \Delta n_{UV}$ esta relacionado al cambio en el índice de refracción Δn_{UV} debido a la irradiación UV. Notamos que el anterior aproximación permanece válida para $|y - y'| \leq S_y$. Para $|y - y'| \gg S_y$ el factor omitido en la ecuación (40) ha sido incluido normalizado.

IV.6.1 Derivación de las ecuaciones de potencia acoplada

Empezamos nuestra derivación de las ecuaciones de potencia acoplada expresando el campo eléctrico en términos de los modos linealmente polarizados (LP) en las guías con

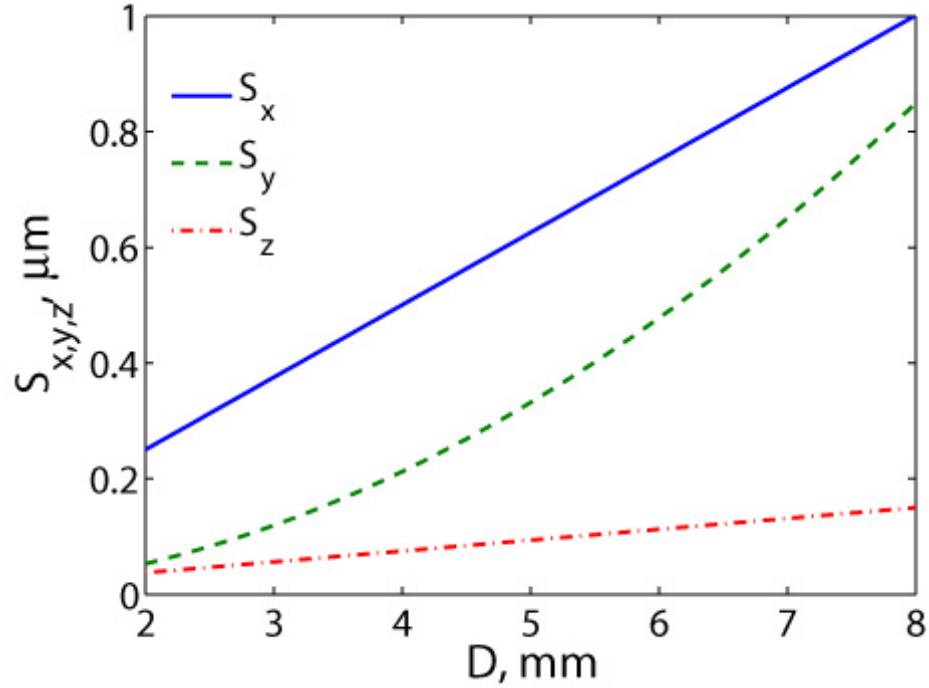


Figura 22. Gráfica del tamaño del speckle definido por la e perfil de índice escalon sin inhomogéneidad:

$$E(r) \approx \sum_v c_v(z) e^{i(\omega t - \beta_v z)} (\varepsilon_{t,v}(x, y) + \hat{e}_z \varepsilon_{z,v}(x, y)). \quad (45)$$

En la ecuación (45) la sumatoria corre sobre todos los modos v de la fibra incluyendo los modos pares e impares de ambas polarizaciones x (v impares) y y (v pares), se asumen normalizados como

$$\beta_v \iint [\varepsilon_{t,v}(x, y) \cdot \varepsilon_{t,v'}(x, y)] dx dy = \delta_{vv'}, \quad (46)$$

donde $\delta_{vv'}$ es el simbolo de Kronecker. La ecuación (45) contiene contribuciones de los modos que se propagan en dirección a la propagación. En la siguiente sección, presentaremos más detalles de los modos en contrapropagación. Por el análisis ya realizado (Marcuse, 1974), obtenemos las ecuaciones de amplitud acoplada

$$\frac{dc_v(z)}{dz} = \sum K_{vv'}(z) c_{v'}(z) e^{i(\beta_v - \beta_{v'})z}, \quad (47)$$

donde

$$K_{vv'}(z) = \frac{\omega^2}{2c^2} \int \int \delta\varepsilon(\mathbf{r}) [\varepsilon_{t,v}(x, y) \cdot \varepsilon_{t,v'}(x, y) + \varepsilon_{z,v}(x, y) \cdot \varepsilon_{z,v'}(x, y)] dydy, \quad (48)$$

son los coeficiente de amplitud acoplada. El sistema de ecuaciones de la ecuación (47) puede ser utilizado para obtener la solución de una particular realización de la función aleatoria $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$. El ensemble promediado puede ser obtenida definiendo la potencia en cada modo como $P_v = \langle |c_v|^2 \rangle$, la cual satisface la ecuación

$$\frac{dP_v}{dz} = \left\langle c_v^* \frac{dc_v}{dz} \right\rangle + c.c., \quad (49)$$

donde *c.c.* indica el complejo conjugado. Procedemos a sustituir las ecuaciones (47 y 48) en la ecuación (49). La evaluación del promedio de ensemble $\langle \dots \rangle$ requiere las siguientes dos suposiciones. $\langle P(z) \rangle$ se asume que varía en escalas mucho más grandes que el desorden $S_z \sim \lambda$. Esto suposición es fácilmente satisfecha por la que magnitud de las fluctuaciones del índice de refracción son pequeñas, $\Delta n_{UV} \ll 1$. La derivación parte del estudio realizada por Marcuse, 1974. Para una caracterización de la fluctuación de la variación del índice de refracción podemos factorizar como $\delta n(x, y, z) \neq \delta n(x, y) \times f(z)$, utilizamos una suposición que la dependencia es factorizable en $\langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}) \delta\varepsilon(\mathbf{r}') \rangle$. Además, la propiedad multiplicativa de la correlación en el *speckle* en la ecuación (44) que separa las dependencias en las coordenadas transversales (x y y) y longitudinales (z), habilita una completa derivación del sistema de ecuaciones de potencia acoplada

$$\frac{dP_v}{dz} = \sum_{v'} h_{vv'} (P_{v'} - P_v) \quad (50)$$

con los coeficientes de potencia acoplada dados por la siguiente expresión,

$$h_{vv'} = \langle \delta\varepsilon^2 \rangle \frac{\omega^4 \pi \log S_x S_y S_z}{c^4} e^{-S_z^2 |\beta_v - \beta_{v'}|^2 / 4} \times \int \int [\varepsilon_{t,v}(x, y) \cdot \varepsilon_{t,v'}(x, y) + \varepsilon_{z,v}(x, y) \cdot \varepsilon_{z,v'}(x, y)]^2 dx dy. \quad (51)$$

IV.6.2 Eficiencia del esparcimiento en dirección contraria a la propagación de la luz

En el proceso de derivar las ecuaciones de potencia acoplada (50 y 51) despreciamos la posibilidad del esparcimiento de luz de los modos propagándose en dirección a la propagación, de los modos que viajan en contra de la propagación. Este es un proceso importante, el cual eficientemente, puede dar lugar al fenómeno de la localización de Anderson lo cual origina estudios de sistemas mesoscópicos en física de la materia condensada (Anderson, 1958). El esparcimiento múltiple y la interferencia de las ondas propagándose en dirección a la propagación de la luz puede disminuir la transmisión y conducir a un decaimiento exponencial de los coeficientes de transmisión. Esta dependencia puede aparecer similar a lo observado en la figura 23.

Para estimar la eficiencia del esparcimiento en contra la propagación de nuestro sistema, se calculan los coeficientes de acoplamiento en dirección y en dirección contraria a la propagación. La derivación permite seguir el paso similar a la sección anterior, con la expresión para $h_{vv'}^{+,-}$ dados por la ecuación similar a (51) con excepción de que $[-S_z^2 |\beta_v - \beta_{v'}|^2 / 4] \simeq 1$, factor que es reemplazado por la $\exp[-S_z^2 |\beta_v - \beta_{v'}|^2 / 4] \ll 1$. Podemos ver que esta diferencia, es muy importante por que $|\beta_v - \beta_{v'}| \ll |\beta_v + \beta_{v'}| \simeq 2n_{nucleo} \times (\frac{2\pi}{\lambda})$ y $S_z \leq \lambda$ en nuestras fibras ópticas.

La estimación anterior muestra que el mecanismo de esparcimiento en dirección contraria a la propagación es, además, fuertemente reprimido en el sistema experimental descrito anteriormente, no esperamos mostrar en nuestro sistema el fenómeno de la localización de Anderson.

Los datos experimentales de la figura 23 también muestra esta suposición. En la figura 23, se presenta el ensemble de intensidades de la luz que emerge del núcleo de

la fibra óptica como función de la longitud de la parte inhomogénea en el núcleo de la fibra óptica. El promedio fue obtenido sobre 10 realizaciones, tomadas experimentalmente. Podemos observar, que a medida que incrementa el ángulo de incidencia, decrece (estadísticamente) el peso de los coeficientes para los modos de más alto orden, la longitud característica del acoplamiento modal decrece.

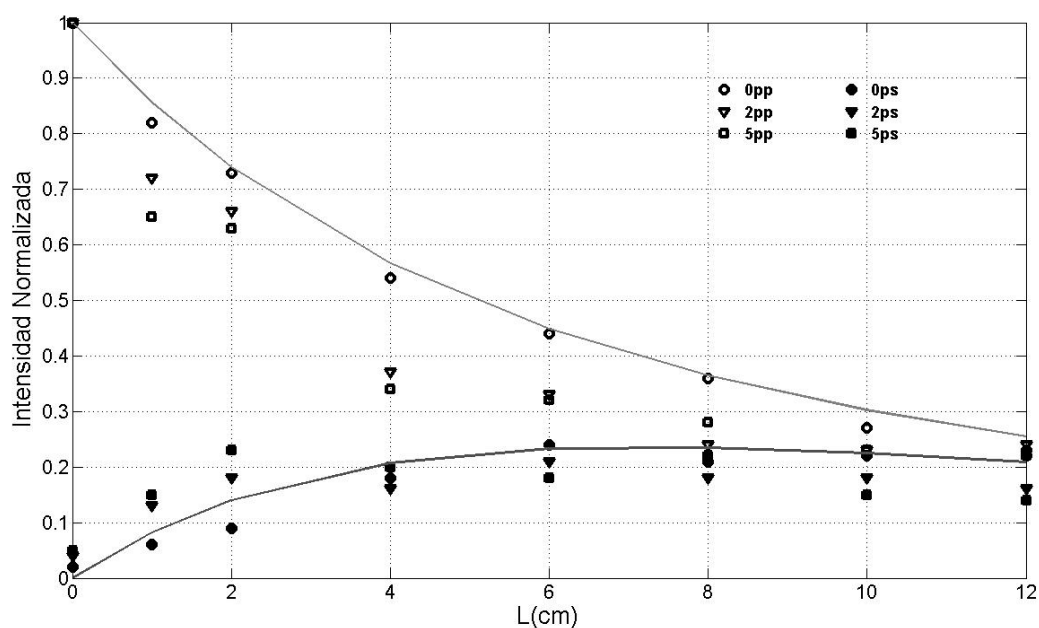


Figura 23. Transmisión total medida experimentalmente con polarizadores cruzados y paralelos, como función de la longitud de la parte inhomogénea. Los círculos corresponden a un ángulo de incidencia de 0° , los triángulos a 2° y los cuadrados a 5° . Las líneas sólidas representan el ajuste teórico de acuerdo con las ecuaciones con los parámetros $\alpha = 0.0064\text{cm}^{-1}$, $\sigma_2 = 0.1917\text{cm}^{-1}$.

IV.6.3 Pérdidas por radiación

Modulaciones del índice de refracción son invariablemente susceptibles a pérdidas por radiación, además, la no uniformidad del índice acopla los modos guiados en el núcleo de la fibra a los modos no guiados que se propagan en la cubierta y son efectivamente

pérdidos. Incluso las fibras de la más alta calidad sufren de pérdidas de radiación por esparcimiento de Rayleigh o inclusiones moleculares introducidas en el proceso de fabricación, Marcuse, 1974. La consecuencia de estas pérdidas es el decaimiento exponencial de la potencia en un modo $P_v(z) \propto \exp[-\alpha_v z]$. A diferencia de las pérdidas sufridas en guías de onda con superficies rugosas, las pérdidas radiativas en las fibras ópticas con desorden en volumen, ya sea por defectos moleculares o por defectos de fabricación, no presentan una dependencia alta del índice del modo v . Para las fibras estudiadas en este trabajo, asumimos $\alpha_v \equiv \alpha$.

En el capítulo 4 de Marcuse, 1974, se ha derivado una expresión para en el caso del esparcimiento de Rayleigh. Es interesante notar que bajo condiciones generales, la razón entre los coeficientes de acoplamiento y las pérdidas por esparcimiento son independientes de los parámetros de desorden (Crosignani, 1991).

$$\frac{\alpha}{h_{vv'}} \simeq \frac{2}{3\pi} k_0^2 n_{nucleo}^2 A, \quad (52)$$

donde $k_0 = 2\pi/\lambda$ y A es el area del núcleo de la fibra. Se observa que lo anteriormente estimado da como resultado $\alpha/h_{vv'} \gg 1$ para fibras con índice escalón y con $(n_{nucleo}/n_{cubierta})/n_{nucleo} \ll 1$. Evaluando esta razón para nuestro sistema , nos conduce a un número del orden de cientos. Aunque la anterior estimación es realizada bajo la suposición del esparcimiento de Rayleigh, puede aun ser aplicado a nuestro sistema. Esto es por que, el criterio de Rayleigh envuelve no solamente tamaños de esparcidores mas pequeños comparados con la longitud de onda, si no, que tambien involucra diferencia de índices de refracción del núcleo y cubierta.

A diferencia del esparcimiento determinístico de una simple particula, el esparcimiento de luz en un sistema aleatorio tiene como propiedad la función de autocorrelación exacta dada por nuestro sistema (ver ecuación 44). El efecto combinado para un grupo de

esparcidores puede ser grandemente disminuido si las fases de las ondas parciales son suficientemente aleatorias. Cuantitativamente este efecto esta descrito por la siguiente integral

$$\alpha \propto I = \int d\Omega_{\Delta k} (\hat{e}_{esparcido} \cdot \hat{e}_z)^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} \int du_x du_y du_z \langle \delta\varepsilon(\mathbf{r}) \delta\varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{u}) \rangle \exp [i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}]. \quad (53)$$

Aqui, $\Delta\mathbf{k} \approx \mathbf{n}_{núcleo} k_0 (\hat{e}_{esparcido} - \hat{e}_z)$ define el cambio del vector de onda después del esparcimiento y denota el ángulo solido de integración sobre todas las posibles direcciones.

La aproximación de Rayleigh en la ecuación (53), asume que el desorden es correlacionado en el volumen L_{corr}^3 mucho más pequeño que λ^3 , lo que resulta en $\exp [i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}] \simeq 1$. En las fibras ópticas con desorden foto inducido en nuestro trabajo, esta suposición no es grandemente valida. De ahí que, el resultado Rayleigh resulta $I = (4\pi/3) (\delta\varepsilon^2) L_{corr}^3$ necesita ser evaluado para el correlador de la ecuación (44).

El sistema de ecuaciones de potencia acoplada (50) obtenidos en la sección anterior, no toma en cuenta las pérdidas. Esta omisión puede ser rectificada por una corrección debida a Marcuse

$$\frac{dP_v}{dz} = -\alpha P_v + \sum_{v'} h_{vv'} (P_{v'} - P_v), \quad (54)$$

tal tratamiento de pérdidas puede ser rigurosamente justificado en el caso para cuando las pérdidas sean independientes del índice del modo. La solución de la ecuación (54), procede de dos pasos. El primero, el efecto de las pérdidas radiativas es factorizable

$$P_v(z) = P_v^{\text{sin pérdidas}}(z) \times \exp [-\alpha z], \quad (55)$$

lo cual reduce la ecuación (54) a la ecuación (50). En el segundo paso, la solución para $P_v^{\text{sin pérdidas}}(z)$ es obtenido por las siguientes ecuaciones:

$$P_v^{\text{sin pérdidas}}(z) = A_v \exp [-\sigma z], \quad (56)$$

donde σ_n y el correspondiente conjunto de $A_v^{(n)}$ son determinados por la sustitución de la ecuación (56) en la ecuación (50). Aquí, σ_n son los eigenvalores de la ecuación secular

$$\det \left[h_{vv'} - \delta_{vv'} \sum_{\tau} h_{v\tau} + \sigma \right] = 0 \quad (57)$$

ordenado en orden creciente. La solución general para $P_v(z)$ toma la forma

$$P_v(z) = e^{-\alpha z} \times \left[\sum_n c_n A_v^{(n)} e^{-\alpha_n z} \right], \quad \text{con} \quad c_n = \left[\sum_n A_v^{(n)} P_v(0) \right]. \quad (58)$$

La conservación de energía requiere que la potencia total para $P_v^{\text{sin pérdidas}}$ $\sigma_1 \equiv 0$, subsecuentemente, $A_v^{(1)} = cte = 1/N$ conduce a una distribución uniforme de la potencia sobre todos los modos. La obtención de σ_n permite la estimación de la longitud característica de la region desordenad de la fibra. Asumimos que la fibra es iluminada por alguna combinación de polarización (con potencia total de entrada=1), tratando la ecuación (45) obtenemos,

$$P^{(x)}(z) \equiv \sum_{v=0}^{N/2-1} P_{2v+1} \approx e^{-\alpha z} \times \frac{1}{2} [1 + e^{-\sigma_2 z}], \quad (59)$$

$$P^{(y)}(z) \equiv \sum_{v=1}^{N/2} P_{2v} \approx e^{-\alpha z} \times \frac{1}{2} [1 - e^{-\sigma_2 z}]. \quad (60)$$

Las ecuaciones anteriores tienen las siguientes propiedades. Sin pérdidas y acoplamiento de polarización, $P^{(x)}(z) = 1$ nos presenta conservación de potencia. En presencia de absorción $P^{(x)}(z) + P^{(y)}(z) = \exp[-\alpha z]$ muestra atenuación debido a pérdidas por radiación.

En el caso de acoplamiento entre dos conjuntos ortogonales de modos LP, es débil, $\sigma_2 \ll \alpha \ll \sigma_3$, la ecuación (58), conduce a $P^{(x)}(z) = \exp[-\alpha z]$ y cuando la potencia es igualmente distribuida sobre todos los modos con polarización inicial x :

$$P_{2v+1} \approx e^{-\alpha z} \times \left[\left(P_{2v+1}(0) - \frac{2}{N} \right) e^{-\sigma_3 z} + \frac{2}{N} \right], \quad P_{2v}(z) \sim 0. \quad (61)$$

El análisis anterior presenta que la redistribución de potencia por los modos que se propagan en dirección a la propagación de la luz puede ser detectada, por ello hacemos las siguientes observaciones:

Resolviendo las mediciones de la intensidad de luz a la salida de la fibra y promediando sobre algunas configuraciones de desorden, se observa que el perfil de intensidad se aproxima al límite. Alternativamente, la conclusión de que exista un perfecto mezclado ocurre en nuestro sistema experimental puede ser también probado a través de mediciones de la distribución de luz medion en campo cercano a diferentes localizaciones espaciales para justamente una realización de desorden. Una suma aleatoria de diferentes modos de la fibra $\sum_v c_v \varepsilon_{t,v}(x, y)$ con $P_v \approx cte$ es esperado como resultado de la distribución con exponencial negativa de la intensidad transmitida. En una fibra óptica, los coeficientes c_v no son completamente aleatorios por que el total de la potencia acumulado por todos los modos es limitado por $\sum_v |c_v(z)|^2 = \exp[-\alpha z]$. Esta limitación, similar a la conservación de potencia en las fibras sin pérdidas, hacen la distribución ligeramente diferente a la forma Rayleigh.

La dependencia de $P^{(x)}(z = L_s)$, $P^{(y)}(z = L_s)$ en la longitud del segmento desordenado de la fibra óptica (L_s), es esperado ser descrito por las ecuaciones (59 y 60).

Observamos que la potencia acumulada por un modo particular v ,

$$Pv = \beta_v \int \int [\varepsilon_{t,v}(x, y) \cdot \varepsilon_{t,v'}(x, y)] dx dy \quad (62)$$

es igual al producto de los modos cercanamente independientes $\beta_v \approx n_1 k_0$ y la intensidad del campo integrada sobre la superficie de la fibra I . Por lo tanto, en el caso de superposición de algunos modos con la misma polarización, la intensidad por area a la salida de la fibra óptica esta dada por $I^{(x,y)} = \int \int \left| \sum_v c_v \varepsilon_{t,v}^{(x,y)}(x, y) \right|^2 dx dy = \sum_v \int \int |c_v| \left| \varepsilon_{t,v}^{(x,y)}(x, y) \right|^2 dx dy \approx \left(\frac{1}{n_1 k_0} \right) \sum_v P_v^{(x,y)}$, es proporcional a $P^{(z)}(z)$ y $P^{(y)}(z)$

dadas por las ecuaciones (59 y 60). Los resultados del ajuste de estas expresiones son presentadas en la figura 23, permite obtener la longitud de mezclado $\ell^{(x,y)} = \sigma_2^{-1}$ y el coeficiente de pérdidas α .

IV.7 Conclusiones

Se describe el arreglo experimental que se implemento para inducir modulaciones aleatorias del índice de refracción en el núcleo de fibras ópticas dopadas con *Ge*. La modulación fue generada por radiación UV.

Se realiza una breve reseña de las consideraciones de iluminación importantes, como son polarización y ángulo de incidencia.

Se describen las condiciones sugeridas para la medición de la transmitancia de la luz que emerge de las fibras ópticas: polarización, ángulo de incidencia y numero de realizaciones.

Se realiza un estudio detallado con los parámetros experimentales utilizados en el esquema implementado, para caracterizar la birrefringencia de la fibra óptica.

Para nuestras condiciones experimentales, estimamos un radio mínimo de flexión de 250cm, el cual da una birrefringencia $\Delta n \sim 4 \times 10^{-5}$.

Se presentan los resultados de la distribución de luz para una fibra con una parte inhomogénea inducida. Se presentan los resultados más ilustrativos de la luz que emerge de la fibra óptica. Se ilustra el decaimiento de la transmitancia conforme se aumenta la longitud de la parte inhomogénea.

Capítulo V

MÉTODOS TEÓRICOS

Para el estudio de la propagación de luz en sistemas inhomogéneos, es necesario obtener resultados teóricos por algún método riguroso. El método que se ha implementado en este trabajo de tesis, está basado en expansiones modales y es conocido como el método del propagador de la matriz R. Es descrito por Elson, 2001; con él, es posible modelar la propagación de luz en guías de onda con variaciones en su sección transversal y esparcimiento en su volumen, .

Para este trabajo, se consideran condiciones específicas de iluminación, longitud y densidad en la parte inhomogénea. La superficie de la guía de onda es lisa, la variación considerada es un cambio del índice de refracción dentro del núcleo de la guía de onda, a lo que llamamos incrustaciones de la guía. Se obtienen los modos que cumplen con la condición de guiado, pesos de potencia modal, intensidad transmitida y reflejada.

Este capítulo esta distribuido como a continuación se describe. En la primera sección se presenta una explicación breve del planteamiento del problema ha considerar en este capítulo, se especifica la geometría, las condiciones de iluminación y las dimensiones. En la segunda sección, presentamos el método del propagador de la matriz R y todos los parámetros que con el se obtienen. En la tercera sección, mostramos los principales resultados implementando el método mencionado en la sección anterior. Para finalizar este capítulo, en la cuarta sección, se exponen las conclusiones que emergen del capítulo.

V.1 Planteamiento del problema

El método del propagador de la matriz R se ha ido desarrollando a través del tiempo con contribuciones de varios autores y, recientemente, se ha utilizado para estudiar problemas de propagación y esparcimiento en guías de onda planas (Elson, 2001). En este método busca solución a las ecuaciones de Maxwell en términos de expansiones modales para el campo que se propaga en una guía de onda invariante en la dirección de propagación. Cuando la guía de onda tiene variaciones en esta dirección, se divide la geometría del problema en secciones que contienen capas invariantes, empatando las soluciones para diferentes capas a través de las condiciones de frontera entre ellas. Para disminuir los efectos de borde debido al tamaño finito del dominio computacional, se emplea el método de la capa perfectamente empatada (PML¹) publicada por Berenger, 1994.

La geometría considerada se muestra en la figura 24. La guía de onda es excitada por un haz incidente monocromático de longitud de onda λ , con un perfil de intensidad gaussiano. El problema es bidimensional ya que el campo incidente y la guía de onda son invariantes en la dirección x_2 . La región $x_3 > L_t$ consiste en general de 3 medios, pero se considera que dos de ellos tienen permitividad $\epsilon_2 = n_2^2$ y el otro tiene permitividad $\epsilon_1 = n_1^2$ en la región que corresponde al canal de la guía de onda de ancho L_c . Parte de la energía incidente se acopla en uno o más modos de la guía que tiene sección transversal constante en la región $L_t \geq x_3 \geq L_h$. En la región $L_h > x_3 \geq 0$ la sección transversal varía debido a las incrustaciones. Para la sección $x_3 < 0$ el canal de la guía tiene una sección transversal constante de ancho L'_c .

¹Por sus siglas en inglés, *Perfect Matched Layer*.

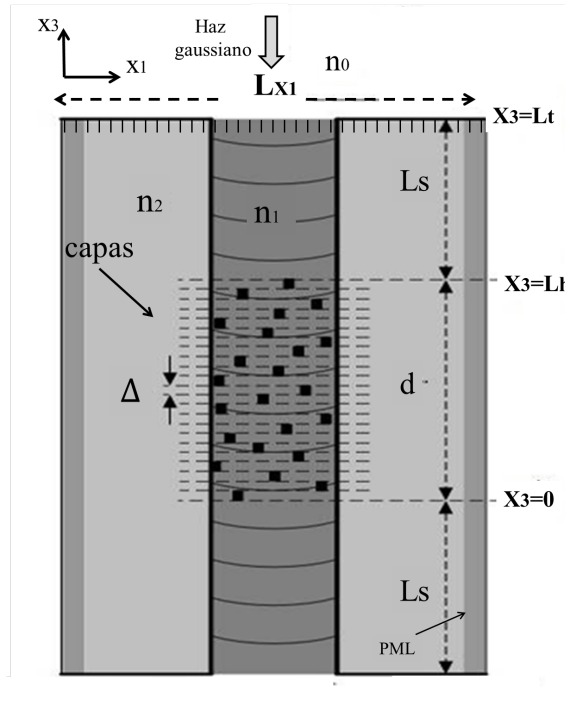


Figura 24. Diagrama de la geometría considerada. Un haz gaussiano incide sobre la abertura de una guía de onda. Las regiones laterales tienen índice de refracción n_2 y definen el canal de la guía, de ancho l e índice de refracción n_1 . Las incrustaciones en el núcleo son variaciones en el índice de refracción. La región de cálculo en la dirección x_1 está limitada por la condición $|x_1| \leq Lx_1/2$, con capas absorbentes de PML alrededor de la cubierta.

V.2 Método del propagador de la matriz \mathbf{R}

V.2.1 Ecuaciones de Maxwell

En la descripción del método modal seguimos un tratamiento similar descrito por Elson, 2001. Comenzamos con las ecuaciones de Maxwell para los campos eléctrico E y magnético M con frecuencia ω :

$$\nabla \times \vec{E}(x_1, x_3) = i(\omega/c) \mu(x_1, x_3) \vec{H}(x_1, x_3) \quad (63)$$

$$\nabla \times \vec{H}(x_1, x_3) = -i(\omega/c) \epsilon(x_1, x_3) \vec{E}(x_1, x_3) \quad (64)$$

donde $\mu(x_1, x_3)$ es la permeabilidad y $\epsilon(x_1, x_3)$ es la permitividad. Nótese que $\mu(x_1, x_3)$ y $\epsilon(x_1, x_3)$ son dependientes de la posición de manera que podemos incluir la estructura de la guía de onda, la rugosidad, las inclusiones y las capas perfectamente empataadas. Debido a que la geometría se considera invariante en la dirección \hat{x}_2 el problema es esencialmente escalar y podemos considerar por separado la polarización transversal eléctrica (*TE*) o *s*, donde $\vec{E} = (0, E_2, 0)$ y $\vec{H} = (0, H_2, 0)$ y la polarización transversal magnética (*TM*) o *p*, donde $\vec{E} = (E_1, 0, E_3)$ y $\vec{H} = (0, H_2, 0)$.

Reduciendo las ecuaciones (63) y (64) a *dos* dimensiones para el caso de la polarización *s*, llegamos a las siguientes ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden

$$-i(\omega/c) H_1(x_1, x_3) = \beta_1(x_1, x_3) \frac{\partial E_2(x_1, x_3)}{\partial x_3} \quad (65)$$

$$i(\omega/c) \mu_1(x_1, x_3) H_3(x_1, x_3) = \frac{\partial E_2(x_1, x_3)}{\partial x_1} \quad (66)$$

$$-i(\omega/c) H_1(x_1, x_3) = \alpha_1(x_1, x_3) \frac{\partial H_3(x_1, x_3)}{\partial x_1} - \alpha_3(x_1, x_3) \frac{\partial H_1(x_1, x_3)}{\partial x_3} \quad (67)$$

donde

$$\mu_j(x_1, x_3) = 1 + 4\pi i \sigma_j^*(x_1, x_3) / \omega; \quad \epsilon_j(x_1, x_3) = \epsilon(x_1, x_3) \mu_j(x_1, x_3) \quad (68)$$

$$\mu_j(x_1, x_3) = 1 / \mu_j(x_1, x_3); \quad \alpha_j(x_1, x_3) = 1 / \epsilon_j(x_1, x_3) \quad (69)$$

donde $j = 1$ ó 3 . Las funciones $\alpha_j(x_1, x_3)$, $\beta_j(x_1, x_3)$, $\epsilon_j(x_1, x_3)$ y $\mu_j(x_1, x_3)$ dependientes de la posición y dirección describen los detalles de la geometría considerada (ver figura 24) a través de su dependencia de la permitividad escalar $\epsilon_j(x_1, x_3)$, la conductividad magnética $\sigma_j^*(x_1, x_3)$ y la conductividad eléctrica $\sigma_j(x_1, x_3)$. La conductividad de la capa PML controla la absorción de los campos en dirección j , a través de la relación $\sigma_j(x_1, x_3) = \epsilon_j(x_1, x_3) \sigma_j^*(x_1, x_3)$ requerida para empatar la impedancia elimina la reflexión cuando las ondas interactúan con las capas absorbentes del PML. Fuera

de esta región podemos poner $\sigma_j(x_1, x_3) = \sigma_j^*(x_1, x_3) = 0$, regresando a la forma más usual de las ecuaciones de Maxwell.

Para resolver el problema es conveniente convertir las ecuaciones (65), (66) y (67) a una representación en el espacio k a través de una transformada de Fourier, considerando un sistema de tamaño finito en la dirección x_1 . La transformada de Fourier de una función continua $f(x)$, diferente de cero en el intervalo $[-L_{x1}/2, L_{x1}/2]$, esta definida por la expresión

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) e^{ikx}. \quad (70)$$

De forma similar, la transformada de Fourier inversa de la función $F(k)$ está definida como

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} F(k) e^{-ikx}. \quad (71)$$

Para hacer la conversión al espacio k en un intervalo finito, se muestrea la coordenada x_1 en N puntos igualmente separados

$$x_{1m} = L_{x1}/2 + \left(m - \frac{1}{2}\right) \Delta x_1 \quad \text{con } m = 1, 2, \dots, N$$

donde $\Delta x_1 = L_{x1}/N$. La ecuación (70) entonces puede ser escrita como

$$F(k) = \sum_{m=1}^N \int_{x_{1m}-\Delta x_1/2}^{x_{1m}+\Delta x_1/2} dx_1 f(x_1) e^{ikx_1} \simeq \sum_{m=1}^N \Delta x_1 f(x_{1m}) e^{ikx_{1m}}. \quad (72)$$

$$k_n = -k_{\max}/2 + \left(n - \frac{1}{2}\right) \Delta k \quad \text{con } n = 1, 2, \dots, N$$

donde $\Delta k = 2\pi/L_{x1}$. La ecuación (72) entonces queda expresada como

$$F(k_n) \simeq \Delta x_1 \sum_{m=1}^N f(x_{1m}) e^{ik_n x_{1m}}. \quad (73)$$

De manera similar, para la transformada de Fourier inversa, la ecuación (71) en forma discreta se puede escribir

$$f(x_1) = \sum_{n=1}^N \int_{k_n - \Delta k/2}^{k_n + \Delta k/2} \frac{dk}{2\pi} F(k) e^{-ikx_1} \simeq \sum_{n=1}^N \frac{\Delta k}{2\pi} F(k_n) e^{-ik_n x_1}, \quad (74)$$

o bien,

$$f(x_{1m}) \simeq \frac{1}{N\Delta x_1} \sum_{n=1}^N F(k_n) e^{-ik_n x_{1m}}, \quad (75)$$

donde se ha usado $\Delta k = 2\pi/N\Delta x_1$.

De las ecuaciones (73) y (75) se pueden definir los operadores de la transformada de Fourier F y la transformada de Fourier inversa F^{-1} en forma de matrices de $N \times N$ de la siguiente manera

$$F = \Delta_{x_1} \exp(k_1 \cdot x_1) \text{ y } F^{-1} = \frac{1}{N\Delta_{x_1}} \exp(-k_1 \cdot x_1),$$

donde k_1 y x_1 son vectores de N elementos. Aplicando estos operadores de transformación a las ecuaciones (65), (66) y (67) se obtiene

$$-i(\omega/c) H_1(k, x_3) = \beta_1(k, k') \frac{\partial E_2(k', x_3)}{\partial x_3}, \quad (76)$$

$$i(\omega/c) \mu_1(k, k') H_3(k', x_3) = k E_2(k, x_3), \quad (77)$$

$$-i(\omega/c) E_2(k, x_3) = i\alpha_1(k, k') k' H_3(k', x_3) - \alpha_3(k, k') \frac{\partial H_1(k', x_3)}{\partial x_3}, \quad (78)$$

donde k y k' ahora están definidos como matrices diagonales con elementos k_n y los campos H_1 H_3 y E_2 son vectores columna de N elementos con cada elemento correspondiente a k_n . Para escribir estas expresiones se han definido las matrices cuadradas de $N \times N$ como

$$\mu_j(k, k') = F(x_1, k) \mu_j(x_1) F^{-1}(x_1, k'), \quad (79)$$

$$\varepsilon_j(k, k') = F(x_1, k) \varepsilon_j(x_1) F^{-1}(x_1, k'), \quad (80)$$

$$\beta_j(k, k') = F(x_1, k) \beta_j(x_1) F^{-1}(x_1, k'), \quad (81)$$

$$\alpha_j(k, k') = F(x_1, k) \alpha_j(x_1) F^{-1}(x_1, k'), \quad (82)$$

donde las cantidades $\mu_j(x_1), \varepsilon_j(x_1), \beta_j(x_1)$ y $\alpha_j(x_1)$ son matrices diagonales con elementos $\mu_j(x_n), \varepsilon_j(x_n), \beta_j(x_n)$ y $\alpha_j(x_n)$, respectivamente.

Usando las ecuaciones (76) y (78), se obtiene la ecuación diferencial de segundo orden

$$\frac{\partial^2 \psi(k, x_3)}{\partial x_3^2} = \alpha_3^{-1} \beta_3^{-1} [\beta_1^{-1} k \gamma_1^{-1} k - I(\omega/c)^2] \psi(k, x_3) = M \psi(k, x_3), \quad (83)$$

donde I es la matriz identidad. Se ha escrito esta ecuación en forma general para considerar dos polarizaciones. Los parámetros dependen de la polarización y están definidos por

$$\begin{aligned} \psi(k, x_3) &= H_2(k, x_3), & \phi(k, x_3) &= E_1(k, x_3) \\ \gamma_1 &= \varepsilon_1, \alpha_j = 1/\varepsilon_j, \beta_1 = 1/\mu_j, F_p = 1 \end{aligned}$$

para el caso TM o polarización p y

$$\begin{aligned} \psi(k, x_3) &= E_2(k, x_3), & \phi(k, x_3) &= H_1(k, x_3) \\ \gamma_1 &= \mu_1, \alpha_j = 1/\mu_j, \beta_1 = 1/\varepsilon_j, F_p = -1 \end{aligned}$$

para el caso TE o polarización s . En estas expresiones, $j = 1$ ó 3 . Las funciones ψ y ϕ son las componentes tangenciales de los campos en el plano $x_1 x_2$.

Dado que tenemos N valores discretos de k , la ecuación (83) representa N ecuaciones diferenciales acopladas. Cuando \mathbf{M} es independiente de x_3 , el sistema de ecuaciones se puede resolver empleando la técnica de diagonalización. Para este método es necesario encontrar los vectores y los valores propios de la matriz \mathbf{M} . Escribimos entonces $S^{-1}MS = \xi^2 = \xi \cdot \xi$, donde las columnas de la matriz cuadrada \mathbf{S} son los vectores

propios de \mathbf{M} y la matriz diagonal contiene los valores propios de M . La solución a la ecuación (83) se puede escribir de la forma

$$\psi(k, x_3) = S(e^{\xi x_3} C_+ + e^{-\xi x_3} C_-), \quad (84)$$

y la otra componente tangencial del campo, que se sigue de la ecuación (76), es

$$\phi(k, x_3) = -iF_p(c/\omega) \alpha_3 S \xi (e^{\xi x_3} C_+ - e^{-\xi x_3} C_-). \quad (85)$$

Las C_{\pm} son constantes escalares y las matrices $e^{\pm \xi x_3}$ son matrices diagonales donde el η -ésimo elemento de la diagonal es de la forma $\exp(\pm \xi_n x_3)$. Aquí, ξ_n es la raíz cuadrada del η -ésimo valor propio ξ_n^2 .

Los valores propios están relacionados con las constantes de propagación β_n ; es decir, con los índices de refracción efectivos propios de los modos de propagación. Cada valor propio está asociado a una función propia, que corresponde a la distribución de campo de los modos de propagación dependientes del perfil de índice de refracción y de la longitud de onda de la luz incidente.

La guía de onda dieléctrica tiene los índices de refracción del núcleo $n_1 = 1.5$ y de la cubierta $n_2 = 1.0$ con ancho del canal $Lc = 2\lambda$. El ancho total del sistema a lo largo del eje x_1 fue $L_{x_1} = 15.33\lambda$. Para el muestreo del sistema se utilizó un intervalo $\Delta_{x_1} = \lambda/30$.

En la figura 25 se presentan 6 valores propios, de los cuales 5 cumplen la condición de guiado. Los valores propios de orden más bajo corresponden a los valores negativos de mayor orden de la parte imaginaria de los valores propios como se muestran en la figura 25[(a)-(e)]. Esto significa que los 5 valores corresponden a las constantes de propagación de la guía, es decir, se muestra el valor absoluto de las funciones propias asociadas a los 5 valores propios. Estas gráficas [25(a) – (e)] corresponden a los modos

permitidos por la guía de onda. En la figura 25 (f) se tomo una de las funciones propias que no cumplen la condición de guiado y podría corresponder algún modo evanescente.

El método descrito supone que la estructura es invariante en x_3 , pero la geometría a lo largo de x_1 , puede ser arbitraria. Es posible considerar diferentes anchos de la guía e inclusiones en el canal del núcleo como es el caso de este trabajo.

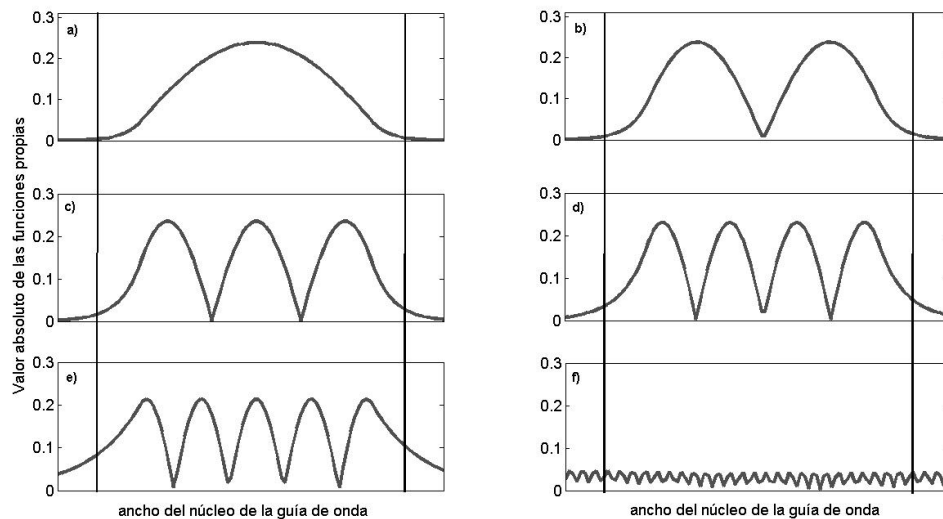


Figura 25. Valor absoluto de las funciones propias. Corresponden a los modos de propagación (a)-(e), (f) es un valor absoluto de un modo que no es guiado por el núcleo de la guía de onda. Las líneas rectas insertadas, indican el ancho del núcleo $L_{x1} = 2\lambda$.

V.2.2 Método

Las soluciones que se han presentado corresponden a casos en los que la guía es invariante a lo largo de x_3 . Para estudiar la propagación de luz a través de sistemas con geometrías generales, se considera una sucesión de capas invariantes en x_3 , tomando en cuenta el acoplamiento de la luz entre los modos de capas sucesivas imponiendo la continuidad de las componentes tangenciales de los campos. Una relación numéricamente estable para realizar el acoplamiento de los campos está dada por el algoritmo de la

matriz \mathbf{R} . Se considera primero la propagación en una capa invariante en x_3 que va desde x_3 hasta $x_3 + \Delta$. Los campos a la entrada y la salida están relacionados de la siguiente manera

$$\begin{pmatrix} \phi(k, x_3) \\ \phi(k, x_3 + \Delta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11}(\Delta) & r_{12}(\Delta) \\ r_{21}(\Delta) & r_{22}(\Delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi(k, x_3) \\ \psi(k, x_3 + \Delta) \end{pmatrix} \quad (86)$$

donde Δ es el espesor de la capa. La ecuación (86) define la matriz \mathbf{r} . Sustituyendo las ecuaciones (84) y (85) en la ecuación (86) se obtiene los elementos de la matriz \mathbf{r} como

$$r_{11}(\Delta) = -r_{22}(\Delta) = -iF_p(c/\omega) \alpha_3 S \xi (e^{\xi\Delta} + e^{-\xi\Delta}) (e^{\xi\Delta} - e^{-\xi\Delta})^{-1} S^{-1} \quad (87)$$

$$r_{12}(\Delta) = -r_{21}(\Delta) = -2iF_p(c/\omega) \alpha_3 S \xi (e^{\xi\Delta} - e^{-\xi\Delta})^{-1} S^{-1} \quad (88)$$

Entonces, la matriz \mathbf{r} relaciona los campos en los extremos de la capa invariante en x_3 . Haciendo uso de la continuidad de las componentes tangenciales de los campos se puede propagar en campo de una capa a otra. La relación entre los campos en los extremos de dos o más capas contiguas, desde x_3 hasta $x_3 + x_3^t$, se puede escribir como

$$\begin{pmatrix} \phi(k, x_3) \\ \phi(k, x_3 + x_3^t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11}(x_3^t) & R_{12}(x_3^t) \\ R_{21}(x_3^t) & R_{22}(x_3^t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi(k, x_3) \\ \psi(k, x_3 + x_3^t) \end{pmatrix}. \quad (89)$$

En este capítulo, x_3^t representa el espesor acumulado de todas las capas. Las matrices \mathbf{R} se pueden calcular de manera recursiva con las relaciones

$$R_{11}(x_3^t) = R_{11}(x_3^t - \Delta) + R_{12}(x_3^t - \Delta) [r_{11}(\Delta) - R_{22}(x_3^t - \Delta)]^{-1} R_{21}(x_3^t - \Delta) \quad (90)$$

$$R_{12}(x_3^t) = -R_{12}(x_3^t - \Delta) [r_{11}(\Delta) - R_{22}(x_3^t - \Delta)]^{-1} r_{12}(\Delta) \quad (91)$$

$$R_{21}(x_3^t) = r_{21}(\Delta) [r_{11}(\Delta) - R_{22}(x_3^t - \Delta)]^{-1} R_{21}(x_3^t - \Delta) \quad (92)$$

$$R_{22}(x_3^t) = r_{22}(\Delta) - r_{21}(\Delta) [r_{11}(\Delta) - R_{22}(x_3^t - \Delta)]^{-1} r_{12}(\Delta) \quad (93)$$

El algoritmo recursivo de las ecuaciones (90 - 93), se obtiene de las ecuaciones (86) y (89) imponiendo la continuidad de los campos ψ y ϕ a través de las fronteras que separan a las capas invariantes en x_3 . En los extremos del intervalo $0 \leq x_3 \leq L_t$, las condiciones de continuidad se pueden escribir como

$$\phi(k, 0) = \phi_t(k, 0); \quad \psi(k, 0) = \psi_t(k, 0), \quad (94)$$

$$\phi(k, L_t) = \phi_r(k, L_t) + \phi_i(k, L_t); \quad \psi(k, L_t) = \psi_r(k, L_t) + \psi_i(k, L_t) \quad (95)$$

donde los subíndices i , r y t denotan que los campos son incidentes, reflejado y transmitido, respectivamente. De las ecuaciones (86 y 89) observamos que, considerando la primera capa y $x_3^t = \Delta_1$, se puede iniciar el ciclo recursivo con $R_{ij}(\Delta_1) = r_{ij}(\Delta_1)$. Calculando las matrices $r_{ij}(\Delta_2)$ para la siguiente capa de espesor Δ_2 y con las matrices $R_{ij}(\Delta_1)$ se pueden obtener las matrices $R_{ij}(\Delta_1 + \Delta_2)$ con las ecuaciones (90-93). El ciclo se repite hasta llegar a $x_3 = 0$ en la figura 24.

V.2.3 Campos incidente y reflejado

Se considera que el sistema está iluminado por un haz gaussiano incidente desde la región homogénea $x_3 \geq L_t$ con índice de refracción n_0 , que escribimos como una superposición de ondas planas con semi ancho g y componente x_1 del vector de onda $k_0 = n_0(\omega/c) \sin \theta_0$, donde θ_0 es el ángulo de incidencia. Se escriben las componentes tangenciales ψ y ϕ del campo incidente en términos de su espectro angular

$$\begin{pmatrix} \psi_i(x_1, x_3) \\ \phi_i(x_1, x_3) \end{pmatrix} = \frac{g}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \exp(-ik'x_1) \int_{-\omega/c}^{\omega/c} dk \begin{pmatrix} -1 \\ 1/\cos \theta \end{pmatrix} F_p \quad (96)$$

$$\times \exp \left[- \left(\frac{g}{2} \right)^2 (k - k_0)^2 \right] \exp \{ i [kx_1 - \alpha_0(k)(x_3 - L_t)] \}$$

donde ψ_0 es una constante con las unidades apropiadas y la componente x_3 del vector de onda es $\alpha_0(k) = \sqrt{(n_0\omega/c)^2 - k^2}$. El parámetro $F_p = 1$ para polarización p y $F_p = -1$

para polarización s . Aplicando la transformada de Fourier a los campos incidentes dados por la ecuación (96), obtenemos

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} \psi_i(k, x_3) \\ \phi_i(k, x_3) \end{pmatrix} &= \frac{g}{2\sqrt{\pi}} F_p \begin{pmatrix} -1 \\ 1/\cos\theta \end{pmatrix} \int_{-\omega/c}^{\omega/c} dk \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \exp[ix_1(k-k')] \quad (97) \\
&\times \exp\left[-\left(\frac{g}{2}\right)^2 (k-k_0)^2\right] \exp[-i(x_3-L_t)\alpha_0(k)] \\
&= \frac{g}{2\sqrt{\pi}} F_p \begin{pmatrix} -1 \\ 1/\cos\theta \end{pmatrix} \int_{-\infty}^{\infty} dk \delta(k-k') \exp[ix_1(k-k')] \\
&\times \exp[-i(x_3-L_t)\alpha_0(k)] \\
&= g\sqrt{\pi} F_p \begin{pmatrix} -1 \\ 1/\cos\theta \end{pmatrix} \exp\left[-\left(\frac{g}{2}\right)^2 (k-k_0)^2\right] \\
&\times \exp[-i(x_3-L_t)\alpha_0(k)],
\end{aligned}$$

donde $\psi_i(k, L_t)$ y $\phi_i(k, L_t)$ son vectores columna cuyo n -ésimo elemento está dado por

$$\psi_i(k_n, x_3) = -\sqrt{\pi} g F_p \exp\left[-\left(\frac{g}{2}\right)^2 (k_n - k_0)^2\right] \exp[-i\alpha_0(k_n)(x_3 - L_t)] \quad (98)$$

$$\phi_i(k_n, x_3) = -F_p \psi_i(k_n, x_3) / \cos\theta \quad (99)$$

cuando $k_n < (n_0\omega/c)$ y cero cuando $k_n > (n_0\omega/c)$. El n -ésimo elemento del vector de onda es $k_n = 2\pi n/Lx$ y $\alpha_0(k_n) = \sqrt{(n_0\omega/c)^2 - k_n^2}$.

La relación entre los campos reflejados se puede escribir como

$$\phi_r(k, x_3) = Z(k) \psi_r(k, x_3), \quad (100)$$

donde la matriz diagonal $Z(k)$ es

$$Z(k) = F_p \frac{\sqrt{(\omega/c)^2 - k^2}}{(\omega/c)}. \quad (101)$$

V.2.4 El campo transmitido

Se establece una relación entre los campos transmitido en la region inhomogénea $x_3 \leq 0$ que corresponde a la guía de onda con sección transversal constante. Para ondas que

se propagan solamente hacia abajo $C_- = 0$, las soluciones del sistema dadas por las ecuaciones (84 y 85) y se pueden escribir de la siguiente manera

$$\psi_t(k, x_3) = S e^{\xi x_3} C_+, \quad (102)$$

$$\phi_t(k, x_3) = -i F_p(c/\omega) \alpha_3 S \xi e^{\xi x_3} C_+. \quad (103)$$

Evaluando la ecuación (102) en $x_3 = 0$ se obtienen las constantes

$$C_+ = S^{-1} \psi_t(k, 0)$$

que sustituidas en las ecuaciones (102 y 103) obtenemos las soluciones del campo transmitido en la forma:

$$\psi_t(k, x_3) = S e^{\xi x_3} S^{-1} \psi_t(k, 0), \quad (104)$$

$$\phi_t(k, x_3) = -i F_p(c/\omega) \alpha_3 S \xi e^{\xi x_3} S^{-1} \psi_t(k, 0). \quad (105)$$

Sustituyendo ahora la ecuación (104) evaluada en $x_3 = 0$ en la ecuación (105) se obtiene la relación entre los campos transmitidos en la región $x_3 \leq 0$, de la forma

$$\phi_t(k, x_3) = -i F_p(c/\omega) \alpha_3 S \xi S^{-1} \psi_t(k, x_3) = T \psi_t(k, x_3). \quad (106)$$

V.2.5 Las potencias incidente y transmitida

Es importante establecer las relaciones entre los campos en las fronteras superiores e inferiores del sistema bajo estudio. Usando las ecuaciones (94), (95), (100), (106) y (89) se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones lineales

$$\begin{pmatrix} T - R_{11}(\Delta) & -R_{12}(\Delta) \\ -R_{21}(\Delta) & Z - R_{22}(\Delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_t(k, 0) \\ \psi_r(k, L_t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{12}(\Delta) \psi_r(k, L_t) \\ R_{22}(\Delta) \psi_i(k, L_t) - \phi_i(k, L_t) \end{pmatrix}, \quad (107)$$

que puede ser resuelto para encontrar los campos en los planos $x_3 = 0$ y $x_3 = L_t$. Es decir, para encontrar $\psi_t(k, 0)$ y $\psi_r(k, L_t)$. Estos campos pueden utilizarse para encontrar los campos transmitidos para $x_3 < 0$, empleando las ecuaciones (104), (105) y (106). Una vez calculados los campos, se obtienen las potencias incidente, reflejada y transmitida de la forma

$$P_i(k) = \Re \left\{ \sum_{n=-N/2}^{N/2} \phi_i(k_n, L_t) [\psi_i(k_n, L_t)]^* \right\}, \quad (108)$$

$$P_r(k) = \Re \left\{ \sum_{n=-N/2}^{N/2} \phi_r(k_n, 0) [\psi_r(k_n, 0)]^* \right\}, \quad (109)$$

$$P_t(k) = \Re \left\{ \sum_{n=-N/2}^{N/2} \phi_t(k_n, 0) [\psi_t(k_n, 0)]^* \right\}. \quad (110)$$

Utilizando las ecuaciones (108, 109 y 110), se pueden obtener los coeficientes de reflexión y transmisión de la siguiente forma:

$$\rho(k) = \frac{P_r(k)}{P_i(k)} \quad (111)$$

y

$$\tau(k) = \frac{P_t(k)}{P_i(k)} \quad (112)$$

donde $P_i(k)$ es la potencia del haz incidente y $k = \frac{\omega}{c} \text{sen}\theta_0$. Para el balance de energía se debe tener que $\rho(k) + \tau(k) \leq 1$.

V.3 Resultados

A continuación presentamos los resultados obtenidos a través del método anteriormente descrito. Los dos medios que forman la guía de onda simétrica tienen índices de refracción $n_1 = 1.5$ y $n_2 = 1.0$ mientras que para las incrustaciones, el índice de refracción

es $n_3 = 2.0$. La longitud de la superficie formada por los dos medios a lo largo del eje x_1 fue considerada como $L_{x_1} = 15.22\lambda$ con un intervalo de muestreo $\Delta_{x_1} = \lambda/50$. Según estas condiciones, la guía de onda propaga 5 modos para cada polarización. La primera y última capa no se consideran incrustaciones. Se considera un ancho del canal de $L_c = 5\lambda$ y una longitud L_s dependiente del número de incrustaciones. Cada una de las capas contiene solo una incrustación aleatoriamente incrustada.

En la figura 26 se presentan diferentes distribuciones de intensidad para un tamaño en las incrustaciones ($a_0 = \lambda/2$). En 26 (a) se presenta el esquema numérico de la guía de onda, con las incrustaciones en su núcleo, se presentan 68 capas, de las cuales 66 tienen incrustaciones y las 2 capas del extremo están limpias de incrustaciones. Se observa también, la capa de PML en los extremos de la guía y el cambio en el índice de refracción de cada uno de los medios. En la imagen 26 (b) presentamos el campo transmitido para un total de 13 capas, es decir el sistema cuenta con 11 incrustaciones. En la figura 26 (c) presentamos el campo transmitido para un total de 29 incrustaciones y en d) es visible el campo transmitido de luz que emerge de cada una de las capas, en este último caso se presentan 99 incrustaciones. En todos los casos, son cinco modos los que cumplen con la condición de guiado y por lo tanto son los modos propagantes de la fibra óptica.

En la figura 27, se presenta la transmitancia de luz para un arreglo de 100 capas. En esta situación, la guía de onda contiene 5 vectores propios que cumplen con la condición de guiado, por lo tanto se propagan 5 modos. La guía de onda se excita haciendo incidir un haz gaussiano perpendicular con ángulo de incidencia normal (ver figura 24). En la figura 27, se observa como parte de la luz se acopla definiendo claramente el canal de la guía. La transmitancia decae conforme el número de capas aumenta. Vale la pena hacer notar que el método descrito supone que la estructura es invariante en x_3 ,

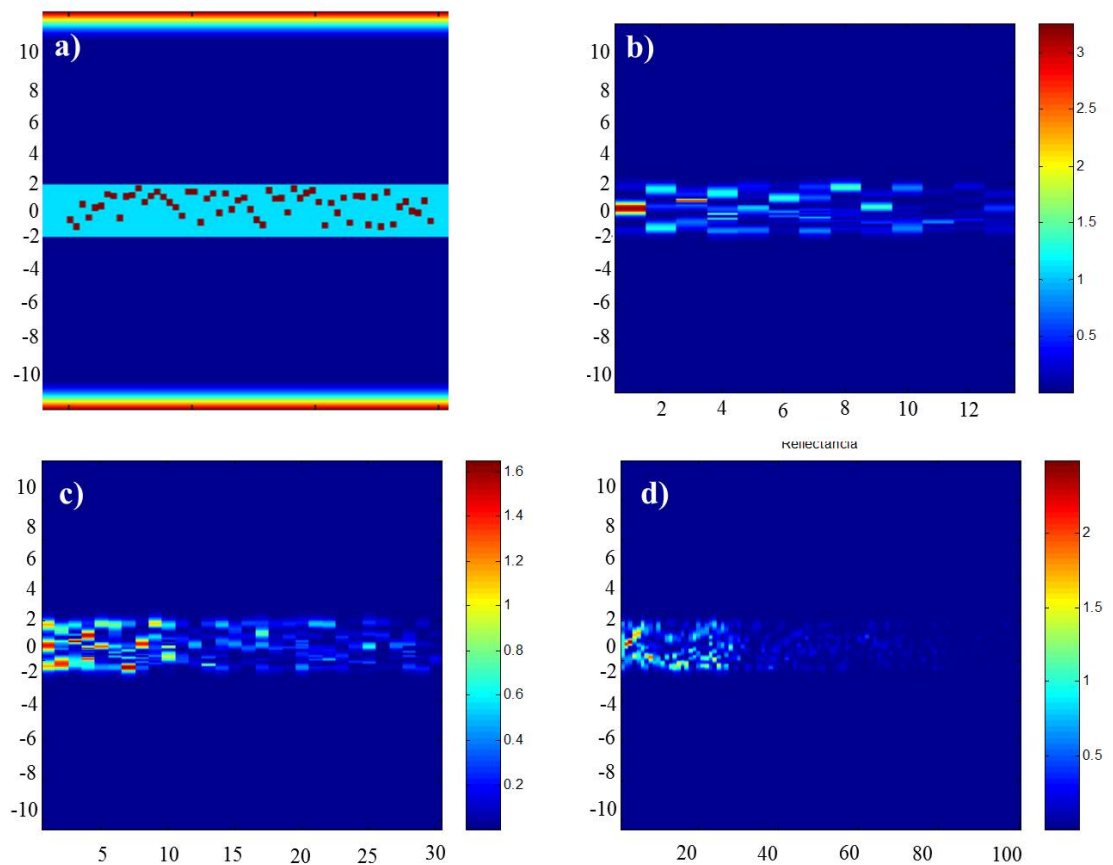


Figura 26. En *a)* se ilustra la geometría numérica considerada. En *b)* se presenta la distribución de luz transmitida para un total de 13 capas , de las cuales 11 continen una incrustacion y 2 son libres de incrutación y estan colocadas en los extremos de la guía. Para el inciso *c)* la guía de onda consta de 29 incrustaciones y 2 en el extremo, mientras que para *d)* se muestra la distribución de luz transmitido para un total de 99 incrustaciones. El tamaño de la incrustación es de $\lambda/2$.

pero la geometría a lo largo de x_1 , puede ser arbitraria. Es posible entonces considerar diferentes tamaños en las incrustaciones del núcleo.

En la figura 28 se presenta a manera de ilustración la tabla de pesos para cada modo. En 28 (a) se presentan los pesos de potencia modal para los modos del campo incidente, se observa que el modo dominante es el modo 00, cuyo peso de potencia modal es de 0.97 mientras que el 3% se calcula que lo tienen entre los otros 4 modos. Para (b), (c) y (d) se presentan 4 juegos de resultados, para 0, 3 13 y 100 incrutaciones

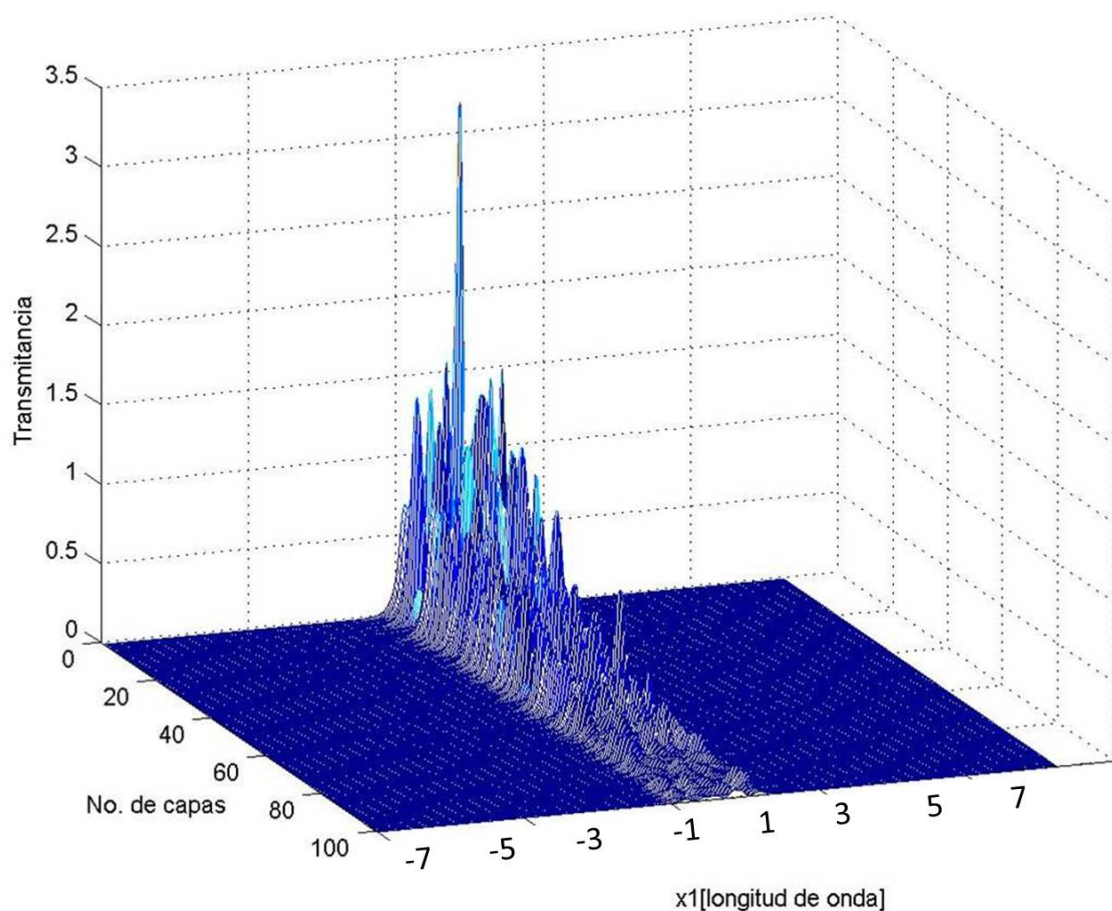


Figura 27. Transmitancia de luz con longitud de onda λ en una guía de onda dieléctrica. El ancho del núcleo es $l = 2.0\lambda$ está definido por 2 medios con índice de refracción $n_1 = 1.45$ y $n_2 = 1.0$.

en el núcleo de la guía. En la gráfica 28 (b) se muestran los pesos de potencia modal cuando el tamaño de las incrustaciones que se han colocado en la guía de onda es de $\lambda/4$. Los pesos de potencia modal van distribuyendo la energía incidente y los resultados son diferentes para cada uno de los tamaños de las incrustaciones. Es notable mencionar que según sea el tamaño de la incrustación, los pesos de potencia modal cambian, a mayores tamaños de incrustaciones menor pesos resulta para cada uno de los modos transmitidos. Para el juego de barras presentada en 28 (c), se presentan los pesos de

potencia modal, para incrustaciones de tamaño $\lambda/2$. Finalmente, en 28 (d) el tamaño de la incrustación es λ .

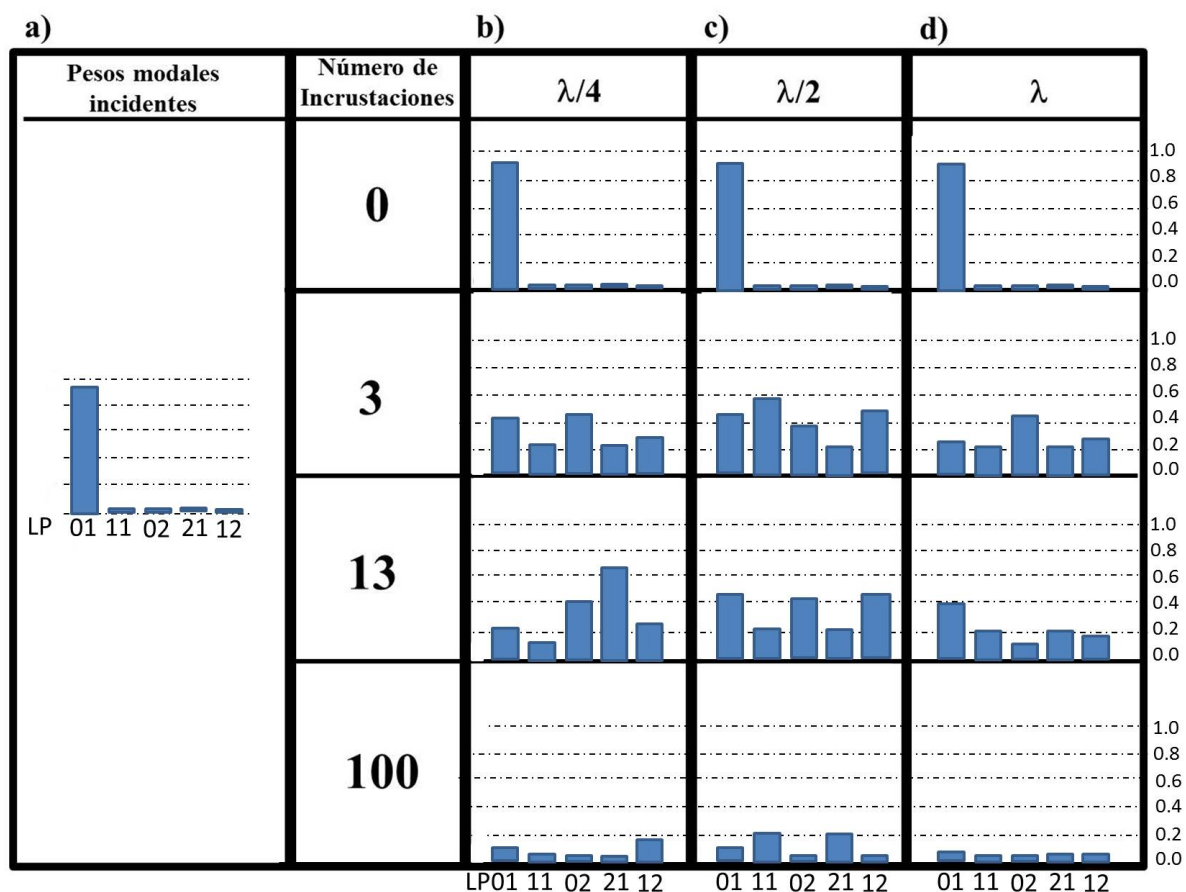


Figura 28. Se presentan los pesos de potencia modal para cada uno de los cinco modos que soporta la guía de onda, con las características ya descritas. Se presentan en a) los pesos de potencia modal para el haz incidente y en (b-d) se presentan los resultados para 0, 3, 13 y 100 incrustaciones y para tres tamaños de incrustaciones en b) $\lambda/4$, c) $\lambda/2$ y d) λ .

V.4 Conclusiones

Se implementó una herramienta ya utilizada en el grupo de Óptica Estadística (Pérez, 2009) para modelar problemas de propagación y esparcimiento de luz en guías de onda dieléctricas con incrustaciones en volumen.

Se determinan los modos que cumplen la condición de guiado en guías de onda, iluminadas con longitud de onda (λ) y perfil gaussiano.

Se obtienen los pesos de potencia modal transmitidos para diferente números de incrustaciones en volumen.

Se obtiene la distribución de luz que emerge del núcleo de la guía óptica, para diferente número de incrustaciones.

Capítulo VI

RESUMEN Y CONCLUSIONES

En este trabajo se ha presentado un estudio experimental y teórico de la propagación de luz a través de fibras ópticas y guías de onda dieléctricas homogéneas e inhomogéneas. El trabajo está motivado en gran parte por el interés de conocer las características de propagación de la luz en medios inhomogéneos. En este capítulo, se presenta un resumen del trabajo y posteriormente se mencionan las conclusiones más importantes.

La tesis inicia con una revisión y descripción fenomenológica de la propagación de luz en fibras ópticas. Se determinan los parámetros característicos de las fibras con perfil escalón utilizados, con los que se puede describir la propagación de luz a lo largo de ellas. En particular, se calcularon los parámetros de propagación de modos guiados para dos diferentes longitudes de onda: 0.543nm y 0.632nm . Conociendo los modos es posible propagar una distribución a lo largo de la fibra óptica, partiendo de la solución a las ecuaciones de Bessel. En el capítulo 2, se presentan algunos resultados numéricos que ilustran las distribuciones de luz que se pueden obtener.

Se presentó un método aproximado para determinar los pesos de potencia modal de la distribución de luz al final de la fibra óptica. El método permite calcular estos pesos, a partir de medidas de intensidad obtenidas en el campo lejano con una cámara CCD.

Se implementó un esquema experimental para inducir desorden en el núcleo de fibras ópticas dopadas con Ge. El desorden es inducido por exposición de las fibras a un patrón de speckle ultravioleta (244nm), producido al pasar por un difusor. Este

patrón de speckle se hace incidir lateralmente en el núcleo de la fibra óptica. El tamaño espacial característico de las fluctuaciones inducidas se controla a través del tamaño del haz sobre el difusor. Para los experimentos se fabricaron muestras con correlaciones de $200nm$ y $500nm$ de longitud. Estas corresponden aproximadamente a $\frac{\lambda}{2}$ y λ de la longitud de onda utilizada experimentalmente. Por otro lado, la longitud de la parte inhomogénea varió desde $1cm$ hasta $12cm$.

Se obtuvieron resultados para la transmitancia de luz con diferentes ángulos de incidencia, diferentes combinaciones de polarización a la entrada y salida de la fibra y diferentes realizaciones. La técnica utilizada para inducir las fluctuaciones de índice de refracción en el núcleo de las fibras es flexible y permite fabricar diferentes tipos de desorden de manera controlada.

Se presenta también un análisis estadístico de la distribución de la luz transmitida en fibras ópticas con desorden inducido. Se obtienen mediciones de diferentes cantidades promedio asociadas a la transmitancia, como función de la longitud de la parte inhomogénea. Se observa que la transferencia de potencia entre modos es más eficiente cuando se tienen polarizadores cruzados. Atribuimos este acoplamiento reforzado a *(i)* efectos de birrefringencia inducida por flexión en la fibra y *(ii)* que la estructura desordenada es anisotrópica.

Para estimar los promedios estadísticos, la parte central de las fibras, que eran de más de 30 cm de largo, fue desplazada lateralmente para cambiar las fases relativas entre modos y, por lo tanto, la realización. Como resultado de la flexión y tensión en la fibra, se indujo una birrefringencia importante.

También como parte de este trabajo, se implementó un método teórico para estudiar la propagación en guías de onda con desorden. Se trata del método del propagador de la matriz R . Es un método riguroso que permite estudiar problemas de propagación y

esparcimiento de ondas electromagnéticas en guías de onda dieléctricas con desorden superficial y de volumen. Presentamos cálculos numéricos de la distribución de luz que se propaga a lo largo de la fibra óptica, variando la densidad y el tamaño de las heterogeneidades.

Referencias

- [1] B. van Tiggelen y D. Wiersma A. Lagendijk. Fifty years of anderson localization. *Phys. Today*, 62:24–29, 2009.
- [2] M.Ya. Azbel and P. Soven. Transmission resonances and the localization length in one-dimensional disordered systems. *Physical Review Letters B*, 27:831–836, 1983.
- [3] J.P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comp. Phys*, 114:185–200, 1994.
- [4] Born and Wolf. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1978. 17.
- [5] H. Cao. Review on latest developments in random lasers with coherent feedback. 38, 2005. 1049710535.
- [6] H. Cao. Review on latest developments in random lasers with coherent feedback. *J. Physics A*, 38:1049, 2008.
- [7] Saar Crosignani and Yariv A. Coherent backscattering and localization in a single mode fiber with random imperfections. *Phys. Rev. A.*, 43:31683171–31683179, 1991.
- [8] J. C. Dainty. Recent developments. Springer , Berlin, 1984.
- [9] M. J. Digonnet. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker, 2001. 1-15.
- [10] F. Hakimi R. Tumminelli E. Snitzer, H. Po and B.C.McCollum. Double-clad offset core nd fiber laserl. *Fiber Sensors*, pages 25–28, 1988.
- [11] M. Elson. Review on latest developments in random lasers with coherent feedback. 38, 2005. 1049710535.
- [12] Thompson R. Etemad, S. and M.J. Andrejco. Weak localization of photons: Universal fluctuations and ensemble averaging. *Phys. Rev. Lett.*, 57:575–583, 1986.
- [13] V. Freilikher I. Fuks F. Bass. Propagation in statistically irregular waveguides. coherent field,. *IEEE Trans.*, 22:278–288, 1974.
- [14] V. Freilikher I. Fuks F. Bass. Propagation in statistically irregular waveguides. second order statistical moments,. *IEEE Trans.*, 22:288–296, 1974.
- [15] R. Borghi F. Gori, M. Santarsiero and G. Guattari. "intensity-based modal analysis of partially coherent beams with hermite-gaussian modes. *Opt. Lett.*, 23:989–991, 1998.

- [16] G. Foschini. Layered space-time architecture for wireless communication in a fading environment when using multi-element antennas. *Bell Labs Technical Journal*, 1:41, 1996.
- [17] V.D. Freilikher and S.A. Gredeskul. Localization of waves in media with one-dimensional disorder. *Progress in Optics*, 30, 1992. 137-203.
- [18] J. J. Garcia-Martín, A. y Saenz. Statistical properties of wave transport through surface-disordered waveguides. *Waves in Random and Complex Media*, 15:229–268, 2005.
- [19] M. GÃjgne and R. Kashyap. Demonstration of a 3mw threshold er-doped random fiber laser based on a unique fiber bragg grating. *Opt. Express*, pages 19067–19074, 2009.
- [20] R. Simon G. Piquero R. Borghi Gori, M.Santarsiero and G. Guattari. Coherent-mode decomposition of partially polarized, partially coherent sources. *J. Opt. Soc. Am. A*, 20:78–84, 2003.
- [21] O.G. Grau, G.K. y Leminger. Relations between near-field and far-field intensities, radiance and modal power distribution of multimode graded-index fibres. *Appl. Opt.* 20, pages 457–459, 1981.
- [22] P. Polykin H. Yoda and M. Mansuripur. Beam quality factor of higher order modes in a step-index fiber. *J. Lightwave technol*, 24:1350, 2006.
- [23] E. Hecht. Óptica. 2000.
- [24] J. Hecht. *The city of light*. Oxford University Press Inc, 1999.
- [25] Fuji Johnson D. Hill, K. and Kawasaki. Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 32(10):647–716, 1978.
- [26] A. Ishimaru. Limitation on image resolution imposed by a random medium. *Appl. Opt.*, 17:348, 1978.
- [27] A. Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*. Academic Press, 1978. 178.
- [28] A. A. Maradudin y I. Yurkevich J. A. Sanchez-Gil, V. D. Freiklikher. Reflection and transmission of waves in surface disordered waveguides. *Physical Review B*, 59:5915–5925, 1999.
- [29] Flamm-D. Schroter S. y Duparre. M. Kaiser, T. Complete modal decomposition for optical fibers using cgh basados en filtros correladores. *Optics Express*, 17:9347–9357, 2009.

- [30] Y. Kuga and A. Ishimaru. Retroreflectance from a dense distribution of spherical particles. *J. Opt. Soc. Am.A*, 1(8):831–835, 1984.
- [31] D.K.W Lam and B.K. Garside. Characterization of single-mode optical fiber filters. *Appl. Opt.*, 20(3):440–445, 1981.
- [32] O. G. Leminger and G.K.Grau. Nearfield-intensity and modal power distribution in multimode graded-index fibres. *Electron. Lett.*, 16:678–679, 1980.
- [33] H. Noh H. Cao y A. A. Lisiansky M. V. Erementchouk, L. I. Deych. Radiative energy transfer in disordered photonic crystals. *J. Phys.: Condens. Matter*, 21(9):175401–175417, 2009.
- [34] D. Marcuse. *Rayleigh scattering and the impulse response of optical fiber*. Bell Syst. Tech. J., 1974.
- [35] D. Marcuse. Theory of dielectric optical waveguides. *Academic, New York*, 1974.
- [36] Menezes Brito-Silva Martinez-Gómez Gomes y Araujo Matos. Random laser action in the core of a photonic crystal fiber. *Opt. Phot. News*, pages 27–27, 2008.
- [37] E. I. Chaikina T. A. Leskova N. Lizarraga, N. P. Puente and E. R. Mendez. Single mode er-doped fiber random laser with distributed bragg grating feedback. *Optics Express*, 17:395–404, 2009.
- [38] J.B. Pendry. Symmetry and transport of waves in one-dimensional disordered-systems. *Adv. Phys.*, 43:461–542, 1994.
- [39] H. I. Perez. Propagación y esparcimiento de luz en sistemas con geometrías confinantes. *Tesis de doctorado*, 2009.
- [40] J.W. Rayleigh. On the scattering of light by small particles. *Philos. Mag*, 41:41447–41454, 1871.
- [41] D. Rittich. Practicability of determining the modal power distribution by measured near and far fields. *J. Lightwave Technol.*, pages 652–661, 1985.
- [42] M. Stoytchev y H. Safar S. H. Simon, A. L. Moustakas. Communication in a disordered world. *Phys. Today*, 54:38–43, 2001.
- [43] M. Saleh, B. y Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc, USA, segunda edición, 1991.
- [44] Freilikher V. Yurkevich I. y Maradudin A.A. Sanchez-Gil, J. A. Coexistence of ballistic transport, diffusion and localization in surface disordered waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 80:948–951, 1998.

- [45] J.A. Sánchez-Gil and V. Freilikher. Local and average fields inside surface-disordered waveguides: Resonances in the one-dimensional anderson localization regime. *Phys. Rev. B*, 68:75103–75111, 2003.
- [46] P. Sheng. Introduction to wave scattering, localization, and mesoscopic phenomena. *Academic Press*, San Diego, 1995.
- [47] S. E. Skypetrov. Disorder is the new order. *Nature*, 432:285–286, 2004.
- [48] Nilsson J. Baek S. Codemard C. Jeong Y. y Philippov V. Soh, D. B. S. Modal power decomposition of beam intensity profiles into lp modes of multimode optical fibers. *JOSA A*, 21:1241–1250, 2004.
- [49] Chaikina E. I. Leskova T. A. y Mendez E. R. Stepanov, S. Intermode light diffusion in multimode optical waveguides with rough surfaces. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22:1053–1065, 2005.
- [50] H. P. Weber V. Neuman H. Berthou G. Kotrotsios J. P. Dan T. Weber, W. Luthy and H. E. Hintermann. Cladding-pumped fiber laser. *IEEE J. Quantum Electron*, 31:326–329, 1995.
- [51] El-Taher Harper Churkin Kablukov Ania-Castanon Karalekas y Podivilov Turitsyn, Babin. Random distributed feedback fibre laser. *Nature Photonics*, 4:231–235, 2010.
- [52] M.P. Van Albada and A. Lagendijk. Observation of weak localization of light in a random medium. *Physical Review Letters*, 55(24):269–26952, 1985.
- [53] H.C. van de Hulst. *Light scattering by small particles*. Dover, New York, 1981.
- [54] D. Wiersma, M. van Albada, and A. Lagendijk. Coherent backscattering of light from amplifying random media. *Physical Review Letters*, 75(9):1739–1742, 1995.
- [55] D. S. Wiersma. The physics and applications of random lasers. *Nature Physics*, 4:359367, 2008.
- [56] D.S. Wiersma. The physics and applications of random lasers. *Nature*, 4:359–367, 2008.
- [57] P.E. Wolf and G. Maret. Weak localization and coherent backscattering of photons in disordered media. *Physical Review Letters*, 55(24):2696–2699, 1985.
- [58] C. F. Bohren y D. R. Huffman. Absorption and scattering of light by small particles. *Nature Photonics*, 1983.
- [59] Dong B. Gu B Zhuang J. y Ersoy O. K. Yang, G. Gerchberg-saxton and yang-gu algorithms for phase retrieval in a nonunitary transform system: a comparison. *Applied Optics*, 33:209–218, 1994.

- [60] L. Zenteno. High-power double-clad fiber lasers. *J. Lightwave Technol*, 11:1435–1466, 1993.