

**Centro de Investigación Científica y de Educación
Superior de Ensenada, Baja California**



**Maestría en Ciencias
en Óptica con orientación en Optoelectrónica**

**Láser de fibra óptica de fluorozirconato con emisión en el
espectro visible**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
Maestro en Ciencias

Presenta:

Angel Rodolfo Vega Matus

Ensenada, Baja California, México

2017

Tesis defendida por

Angel Rodolfo Vega Matus

y aprobada por el siguiente Comité

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Directora de tesis

Dr. Anatoly Khomenko

Dr. Santiago Camacho López

Dr. Salvador Villarreal Reyes



Dr. Pedro Negrete
Coordinador del Posgrado en Óptica

Dra. Rufina Hernández Martínez
Directora de Estudios de Posgrado

Resumen de la tesis que presenta Angel Rodolfo Vega Matus como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Optoelectrónica.

Láser de fibra óptica de fluorozirconato con emisión en el espectro visible

Resumen aprobado por:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Directora de Tesis

Fibras ópticas fabricadas en base de vidrios de fluorozirconato han sido de interés en la generación de láseres por las ventanas de operación que se pueden obtener al ser dopadas con ciertas tierras raras. En este trabajo de tesis se presenta un estudio sobre la fabricación y caracterización de un láser por bombeo convencional a partir fibra óptica fabricada con ZBLAN y dopada con praseodimio. Se realizaron mediciones de los parámetros de la fibra óptica para determinar la longitud de fibra óptica necesaria para la formación de la cavidad, así como las emisiones esperadas. Utilizando una señal de bombeo de 450 nm se obtuvieron emisiones en el rango de 600 nm a 700 nm. Este trabajo forma parte del proyecto "Láser aleatorio en fibra óptica multimodal", por lo que se presenta también un modelo que permite el estudio de la distribución de potencia de los modos en una fibra multimodal. Utilizando este modelo se observaron los efectos causados en la distribución de potencia al propagarse a lo largo de la fibra al inducir aleatoriedad, o desorden, de diferentes magnitudes y distribuciones estadísticas en el núcleo de la fibra óptica. Se presenta una propuesta para la fabricación de este desorden en el núcleo de una fibra óptica, que consta la modulación de cambios en su índice de refracción foto-inducidos mediante patrones de speckle generados mediante un difusor de cuarzo.

Palabras Clave: **Láser, fibra óptica, ZBLAN, fluorozirconato**

Abstract of the thesis presented by Angel Rodolfo Vega Matus as a partial requirement to obtain the Master of Science degree in Master in Optics with orientation in Optoelectronics.

Fluoride optic fiber laser with emission in the visible spectrum

Abstract approved by:

Dra. Elena Tchaikina Kolesnikova
Thesis Director

Fluorozirconate glasses optical fibers doped by rare earths are of wide interest due to possibility of laser emissions in a wide range of wavelengths, from UV to near infrared. In this work we present a study on the fabrication and characterization of a conventional pumping laser from ZBLAN optical fiber doped with praseodymium. Characteristic parameters of the fiber, such as absorption and emission cross sections, were measured to determine the optimal length of optical fiber needed for cavity formation, as well as the expected emissions spectrum. Using a pumping signal of 450 nm, laser emission was generated with wavelengths in the range 600 nm to 700 nm. This work is part of the project "Random laser in multimodal optical fiber", so a model that allows the study of power distribution of modes in a disordered multimodal fiber is also presented. Using this model, modal power distribution between propagating along the fiber was observed. Randomly induced variations in the refractive index of the optical fiber core were considered at different magnitudes and statistical distributions. We present a proposal for the fabrication of this disorder in the core of an optical fiber, which consists of modulating changes in its refractive index induced by speckle patterns generated by a quartz diffuser.

Keywords: **Fiber laser, ZBLAN fiber, Fluorozirconate fiber**

Dedicatoria

A mi familia.

Agradecimientos

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por fomentar mi desarrollo académico y personal.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por brindarme el apoyo económico para realizar mis estudios de maestría a través de la beca número 395992.

A mi directora de tesis, la Dra. Elena Tchaikina, por compartir su conocimiento y enseñanzas, y sobre todo por su constante paciencia a lo largo de mis estudios bajo su asesoría.

A mis sinodales, el Dr. Anatoly Komenko, Dr. Santiago Camacho y Dr. Salvador Villareal por su asistencia en la realización de este trabajo de tesis.

Tabla de contenido

Página

Resumen en español	ii
Resumen en inglés	iii
Dedicatoria	iv
Agradecimientos	v
Lista de figuras	viii
Lista de tablas	xii
1. Introducción	1
1.1. Justificación	1
1.2. Objetivos y metas	2
1.3. Sinopsis	2
2. Amplificación óptica y oscilación láser	4
2.1. Procesos de amplificación de luz	4
2.2. Sistemas de bombeo de cuatro niveles para amplificación de luz . . .	7
2.3. Dinámicas de población en un sistema de tres niveles	9
2.3.1. Oscilación láser	13
2.4. Conclusiones parciales	14
3. Generación láser en fibras ópticas	16
3.1. Fibras ópticas como amplificadores	16
3.2. Resonadores en fibras ópticas	18
3.3. Fibras ópticas ZBLAN y dopantes	21
3.4. Caracterización de fibras ópticas	25
3.5. Esquema experimental	29
3.6. Resultados	30
3.7. Conclusiones parciales	32
4. Propagación de luz en fibras ópticas	35
4.1. Distribución espacial	35
4.2. Descomposición modal	39
4.3. Resultados parciales	41
5. Medios con desorden en fibras ópticas	43
5.1. Láseres aleatorios	43
5.2. Láseres aleatorios en fibra óptica multimodal	44
5.3. Propiedades estadísticas del medio desordenado	46
5.3.1. Simulación numérica de distribución de coeficientes de potencia por método de descomposición modal	50
5.4. Conclusiones Parciales	63
6. Conclusiones	64
Literatura citada	66
A. Simulación medio con desorden	68

Tabla de contenido (continuación)

B.	Longitud de cavidad óptica
-----------	-----------------------------------

78

Lista de figuras

Figura		Página
1.	Esquemas de los procesos de: (a) absorción (b) emisión espontánea; (c) emisión estimulada.	4
2.	Cambio en la potencia $P(z)$ de una onda al atravesar una distancia dz del material con área S	6
3.	Diagrama para un sistema de cuatro niveles de energía.	8
4.	Sistema de bombeo simplificado para tres niveles de energía utilizando las transiciones en iones Pr^{3+}	10
5.	Resonador óptico, formado por un medio activo entre dos espejos separados por una distancia L	13
6.	Esquema de resonador óptico de longitud L_{opt} formado por dos superficies con reflectancia R_1 y R_2 y bombeado por una señal P_p	18
7.	Gráfica de variaciones en la longitud óptima de la cavidad L_{opt} en función de la concentración total de dopantes N para diferentes potencias de bombeo.	22
8.	Longitudes de onda de transiciones láser posibles en fibras de sílice y de ZBLAN con diferentes tierras raras como dopantes (Digonnet, 2001).	23
9.	Esquema de niveles de energía para iones de Pr^{3+} por absorción convencional (Digonnet, 2001).	24
10.	Esquema de niveles de energía para iones de Pr^{3+} por absorción de dos fotones (upconversion) (Zhu y Peyghambarian, 2010).	25
11.	Esquema experimental utilizado para la caracterización de las secciones transversales de absorción y emisión de las fibras ópticas ZBLAN.	26
12.	(a) Espectro producido por fuente de luz blanca. (b) Espectro obtenido después de viajar a través de la fibra óptica ZBLAN: Pr^{3+} . (c) Espectro de transmitancia. (d) Coeficiente de atenuación calculado como función de la longitud de onda.	27
13.	Espectros de absorción y emisión, calculado utilizando la relación McCumber para una longitud de onda de bombeo de 450 nm.	28
14.	Esquema experimental utilizado para la medición de la fluorescencia producida por la fibra óptica ZBLAN: Pr^{3+} al ser alimentada por una señal de 450 nm.	28
15.	Espectro de fluorescencia producido por una fibra óptica ZBLAN: Pr^{3+} con una fuente de bombeo de 450 nm.	29
16.	Diagrama esquemático de arreglo experimental utilizado para la generación láser.	30
17.	Espectro de la señal de laseo obtenida con una fuente de bombeo de 450 nm.	31

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
18. Espectro de la señal de laseo obtenida con diferentes voltajes de entrada para el controlador de la fuente de bombeo de 450 nm.	31
19. Intensidad de la señal de laseo producida contra el voltaje de alimentación del haz de bombeo.	32
20. Intensidad de la señal de laseo producida contra el voltaje de alimentación del haz de bombeo.	33
21. Espectros de señales de laseo reportadas en (Okamoto <i>et al.</i> , 2008). . . .	33
22. Diagrama esquemático de sección transversal de fibra óptica.	35
23. Diagrama de corte longitudinal de fibra óptica.	36
24. Representación gráfica de ecuación (87). El lado derecho e izquierdo de la ecuación es graficado contra X , con las intersecciones como soluciones. El lado derecho de la ecuación cruza con el eje en $X = V$ ($V = 5.95$ en este ejemplo).	40
25. Simulación de los modos soportados por fibra óptica.	42
26. Cálculo de distribución de potencia en entrada de fibra óptica con una onda plana en incidencia normal.	42
27. Ejemplo de patrón de speckle producido por luz transmitida a través de un difusor de cuarzo.	45
28. Arreglo experimental utilizado para la fabricación de aleatoriedades en fibra óptica $ZBLAN : Pr^{3+}$	46
29. Diagrama esquemático de geometría considerada para grabado de variaciones aleatorias en el índice de refracción de la fibra óptica utilizando patrones de speckle.	46
30. Gráfica de la variación de las dimensiones del patrón de speckle como función de la distancia de grabado D entre el difusor y el núcleo de la fibra, utilizando las dimensiones $L_x = 1mm$ y $L_z = 10mm$, y una longitud de onda de grabado de 800 nm.	49
31. Resultados de simulación que muestran el cambio en la forma del campo propagado a través de una fibra óptica producido por un medio con desorden. Luz que viaja a través de una fibra óptica con desorden sufre intercambios entre las distribuciones de potencia de los modos soportados en relación con las fluctuaciones en el medio.	49
32. Comparación de la distancia l_{xx} a la que ocurre la redistribución equitativa de los modos propagados por la fibra contra la distancia D , utilizando diferentes variaciones en el índice de refracción Δn	51

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
33. Comparación de la distancia l_{xx} a la que ocurre la redistribución equitativa de los modos propagados por la fibra contra la distancia D , utilizando diferentes variaciones en el índice de refracción Δn	51
34. Simulación de variaciones aleatorias en el índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica en dos dimensiones, utilizando una distribución gaussiana con $\langle \Delta n \rangle = 2.5 \times 10^{-2}$	52
35. Matrices de variaciones aleatorias de Δn generadas a lo largo del eje z la fibra óptica.	53
36. Ejemplo de el intercambio de peso entre dos modos, en el que un modo puede ganar o perder energía hasta alcanzar un equilibrio.	54
37. Simulaciones muestra para patrones de speckle de diferentes tamaños promedio utilizando una distribución normal. Se consideraron patrones simétricos ($S_x = S_y = S$) con las dimensiones (a) $S=0.187 \text{ um}$, (b) $S=0.3482 \text{ um}$ y (c) $S=0.481 \text{ um}$	55
38. Resultados para el cálculo de los coeficientes de peso de dos modos propagándose a través de una fibra óptica con las variaciones en el índice de refracción de su núcleo de tamaño promedio (a) $S=0.187 \text{ um}$, (b) $S=0.3482 \text{ um}$ y (c) $S=0.481 \text{ um}$. Para todos los casos se utilizó $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$	56
39. Resultados para el cálculo de los coeficientes de peso de dos modos propagándose a través de una fibra óptica con una variación promedio en el índice de refracción de su núcleo de (a) $\Delta n = 0.021$, (b) $\Delta n = 0.023$ y (c) $\Delta n = 0.025$, utilizando para todos los casos un tamaño promedio del patrón de speckle de $S=0.187 \text{ um}$	57
40. Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 4 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187 \text{ um}$ y utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$ con una distribución normal.	58
41. Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 4 modos, mostrando la distancia de mezclado de los coeficientes. . .	59
42. Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 2 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187 \text{ um}$ y utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$ con una distribución exponencial.	60
43. Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 4 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187 \text{ um}$ y utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$ con una distribución exponencial.	61

Lista de figuras (continuación)

Figura	Página
44. Resultados obtenidos para una longitud de onda de 605 nm, utilizando un logrados para la reducción de fluctuaciones en los coeficientes de peso para 4 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187$ μm , utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 1.5 \times 10^{-2}$ con una distribución exponencial, separados por una distancia de 100 μm	62
A.1. Diagrama que describe la simulación de un medio con desorden.	77
A.2. Algoritmo que describe la simulación de un medio con desorden.	77

Lista de tablas

Tabla		Página
1.	Parámetros utilizados para el cálculo de la longitud óptima del resonador.	24
2.	Parámetros de entrada utilizados en la simulación de cálculo de los coeficientes de pesos modales.	41
3.	Resultados obtenidos para el parámetro V de la fibra, número de modos soportados y constantes de propagación.	41
4.	Parámetros de entrada utilizados en la simulación.	55

Capítulo 1. Introducción

En este trabajo se presenta un estudio para la fabricación y caracterización de un láser convencional generado con fibras ópticas hechas a base de vidrios de fluorozirconato (ZBLAN). Se utilizaron dos diferentes tipos de fibras, la primera dopada con iones de Pr^{3+} y la segunda co-dopada con iones de $\text{Pr}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, para actuar como el medio activo para la generación láser. Se busca que la emisión generada sea en el rango del espectro visible e infrarrojo cercano.

Este trabajo forma parte de un proyecto principal cuyo objetivo final es la fabricación de un láser aleatorio en fibra óptica, por lo que en la segunda parte de este trabajo se presentan también los conceptos teóricos necesarios para la fabricación de este tipo de láseres. En un láser aleatorio la ganancia necesaria para la generación láser no se obtiene mediante una cavidad óptica convencional, sino que es obtenida por retroalimentación coherente al viajar a través de un medio desordenado. Este desorden puede ser introducido en el medio modulando el índice de refracción del núcleo de la fibra, y en este trabajo se presentará también un estudio sobre las propiedades y fabricación de este desorden.

1.1. Justificación

La idea para este proyecto surge del interés en el tipo de emisiones que se puede obtener al utilizar fibras ópticas fabricadas a base de vidrios de fluoruro, principalmente en las fibras ópticas de ZBLAN. Estos vidrios han sido estudiados desde su descubrimiento por las diferentes propiedades que poseen que permiten algunas ventajas sobre las fibras ópticas basadas en vidrios de sílice para la amplificación de luz.

Al utilizar ZBLAN como material huésped para diferentes tierras raras, algunas de las ventanas de emisión de las señales que es posible generar se encuentran dentro del rango de longitudes de onda conocido como ventana biológica. Estas son las longitudes de onda entre 600 nm y 1350 nm, donde la luz tiene su máxima profundidad de penetración en tejidos biológicos, por lo que es de particular interés en biomédica, como por ejemplo, en aplicaciones de espectroscopía.

Una de las ventajas de fabricar un láser aleatorio en lugar de un láser convencional, es por la capacidad de generar emisiones de luz con baja coherencia. Esto es de gran

interés en diferentes técnicas para generación de imágenes, pues se eliminan o aminoran fenómenos causados por luz coherente como patrones de moteado.

1.2. Objetivos y metas

El objetivo general de este proyecto es la fabricación y caracterización de un láser convencional en fibra óptica ZBLAN dopada con iones Pr^{3+} , con emisión de luz en el espectro visible.

Para alcanzar este objetivo se proponen las siguientes metas:

- Investigación de esquemas de bombeo/excitación en fibras ópticas ZBLAN: Pr^{3+} .
- Caracterización de espectros de absorción y emisión en fibras ópticas ZBLAN: Pr^{3+} .
- Fabricación de cavidad para láser en fibra óptica y caracterización de láser.

Como objetivo secundario, se propone el estudio de medios con desorden en fibras ópticas que serán de interés para la futura fabricación de láseres aleatorios. Para alcanzar este segundo objetivo se proponen las siguientes metas:

- Investigación de método para el modulado del índice de refracción en fibras.
- Investigación de características de fibras ópticas con desorden en su núcleo y estudio de sus efectos en la distribución de energía.

1.3. Sinopsis

Esta tesis de maestría se organiza en 6 capítulos descritos a continuación. Este primer capítulo sirve como introducción al trabajo desarrollado y su motivación, definiendo también los objetivos y metas a alcanzar. En el segundo capítulo se presentan los conceptos teóricos necesarios para el análisis de la amplificación de luz por esquemas convencionales. Además, se desarrollan las ecuaciones de tasa utilizadas para la descripción de las dinámicas de población en estos sistemas.

En el tercer capítulo se describen los requerimientos necesarios para la formación de la cavidad óptica y generación láser utilizando fibras ópticas como medio de transmisión y medio activo. Se presentan también en particular las características de los vidrios ZBLAN

y de los diferentes dopantes que pueden ser utilizados en conjunto. Por último, se presentan las mediciones experimentales utilizadas para la caracterización de la fibra óptica y los resultados obtenidos para la generación láser.

El cuarto capítulo presenta los fundamentos teóricos necesarios para el estudio de la propagación de luz en fibras ópticas. Se presenta también un método numérico aproximado desarrollado para el cálculo de la distribución de pesos modales del campo propagado.

En el quinto capítulo se presentan los conceptos necesarios para la comprensión del funcionamiento de los láseres aleatorios. Se menciona un modelo analítico para el estudio de las propiedades del desorden en un medio y se presenta una propuesta para la fabricación en una fibra óptica. Por último, se presenta una simulación numérica desarrollada para estudiar las propiedades del desorden inducido en fibras ópticas, así como los resultados obtenidos.

Capítulo 2. Amplificación óptica y oscilación láser

En este capítulo se presenta un breve análisis de los conceptos teóricos necesarios para la comprensión del proceso de amplificación óptica a través de un medio activo, así como las condiciones necesarias para generar la oscilación láser. También se presenta un breve desarrollo para el análisis de sistemas de cuatro y tres niveles utilizados como referencia para este trabajo.

2.1. Procesos de amplificación de luz

En principio, el funcionamiento de un laser depende de tres mecanismos que ocurren cuando una onda electromagnética interactúa con materia. Estos son el proceso de absorción, de emisión espontánea y de emisión estimulada.

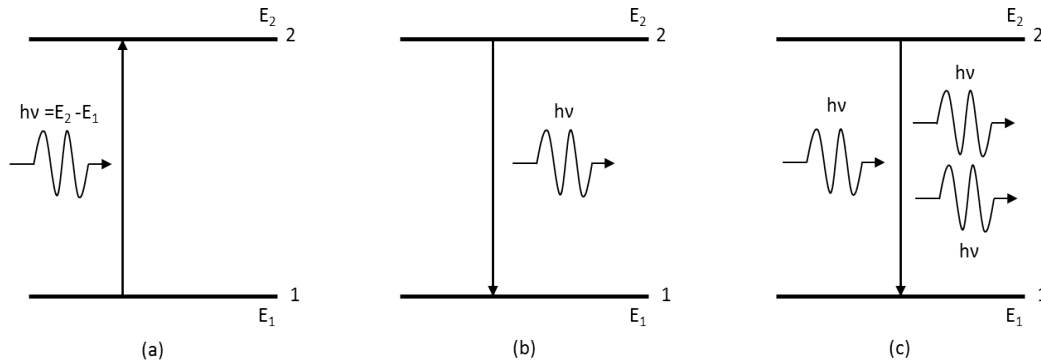


Figura 1: Esquemas de los procesos de: (a) absorción (b) emisión espontánea; (c) emisión estimulada.

Considerando un sistema con dos niveles de energía E_1 (base) y E_2 (excitado) como se muestra en la figura (1), cuya separación de energía es $h\nu = E_2 - E_1$. Suponiendo que los átomos del sistema se encuentran en su estado base, el proceso de absorción ocurre cuando se incide una onda electromagnética de energía $h\nu$; esto ocasiona que exista una probabilidad finita que un electrón pase al estado excitado E_2 . La proporción de que esto ocurra dependerá de la población N_1 presentes en el estado E_1 :

$$\Gamma_{12} = B_{12}N_1u(\omega), \quad (1)$$

donde $u(\omega)$ representa la energía por unidad de volumen que recibe el sistema, y B_{12} es una constante de proporcionalidad dependiente de los niveles de energía que

interactúan.

Si existen átomos excitados en el nivel E_2 , también existe una probabilidad de que ocurra una transición al nivel E_1 ; este proceso es conocido como emisión espontánea, y es proporcional al número de átomos presentes en el nivel; en este caso, en el nivel N_2 :

$$U_{21} = A_{21}N_2, \quad (2)$$

donde A_{21} es también una constante de proporcionalidad. Por último, el proceso de emisión estimulada ocurre si existen átomos excitados en el nivel de energía E_2 y se incide una onda electromagnética con energía $h\nu$; esto estimula al átomo a pasar al estado E_1 . De manera similar al proceso de absorción, la tasa en la que esto ocurre es

$$\Gamma_{21} = B_{21}N_2u(\omega). \quad (3)$$

Al pasar al estado base, el electrón emite una segunda onda electromagnética junto con la onda original, con la misma dirección y fase (para ambos procesos de emisión, es posible que la energía liberada sea de forma no radiativa; por ejemplo, puede ser transferida en forma de energía cinética a otras moléculas cercanas). Si el sistema se encuentra en equilibrio térmico a una temperatura T , el número de transiciones ascendentes y descendentes entre niveles debe ser el mismo, por lo que

$$B_{12}N_1u(\omega) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2u(\omega) \quad (4)$$

$$u(\omega) = \frac{A_{21}}{\frac{N_1}{N_2}B_{21} - B_{21}}. \quad (5)$$

Utilizando la ley de Boltzmann para obtener la proporción entre las poblaciones de ambos niveles

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{h\nu/k_B T}, \quad (6)$$

y la ley de Planck para la densidad de energía

$$u(\omega) = \frac{h\nu^3 n_0^3}{\pi^2 c^3 \exp(\frac{h\nu}{k_B T}) - 1}, \quad (7)$$

se obtienen las siguientes expresiones para los coeficientes A y B, llamados coeficientes de Einstein:

$$\frac{A_{21}}{B} = \frac{h\nu^3 n_0^3}{\pi^2 c^3} \quad (8)$$

Además, se puede concluir que la tasa de emisión estimulada es la misma que la tasa de absorción ($B_{12} = B_{21} = B$). El coeficiente A_{21} se relaciona con la vida media del nivel de energía. El cambio en la población del nivel a causa de la emisión espontánea en el tiempo es

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2, \quad (9)$$

cuya solución es $N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{21}t}$. Con esto se puede observar que la población del nivel de energía decae por $1/e$ en un tiempo $\tau_{21} = \frac{1}{A_{21}}$. El tiempo τ_{21} es la vida media del nivel de energía asociada a las transiciones $2 \rightarrow 1$.

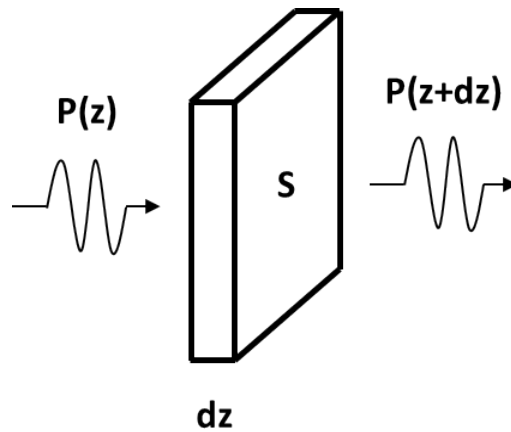


Figura 2: Cambio en la potencia $P(z)$ de una onda al atravesar una distancia dz del material con área S .

La idea para la generación láser es generar amplificación de luz por la emisión es-

timulada en los materiales. Para un material compuesto de moléculas con dos niveles de energía N_1 y N_2 , incide una densidad de energía u a una frecuencia ν que viaja una distancia dz dentro del material (figura (2)), el cambio sufrido en la población del nivel de energía N_2 por los procesos de emisión estimulada y absorción es

$$\frac{dN_2}{dt} = N_2 A_{21} - B_{12} u g(\nu) (N_2 - N_1). \quad (10)$$

El cambio en la potencia incidente al viajar por el volumen tomando en cuenta sólo el proceso de emisión estimulada es

$$\frac{dP}{S dz} = \frac{dI}{dz} = -h\nu \frac{dN_2}{dt} = h\nu B_{12} g(\nu) \frac{In}{c} (N_2 - N_1) = \sigma(\nu) \Delta N I(z), \quad (11)$$

donde $\sigma = \frac{h\nu B_{12} g(\nu) n}{c}$, llamada la sección transversal eficaz de la transición y cuenta con unidades de área. De la ecuación (11), la absorción α está definida como

$$\alpha(\nu) = -\Delta N \frac{B_{12} g(\nu) n h \nu}{c} = -\Delta N \sigma(\nu) \quad (12)$$

Sustituyendo esto a la ecuación (11) e integrando se obtiene

$$I(z) = I(0) e^{-\alpha z} = I(0) e^{\gamma z}. \quad (13)$$

En base a la ecuación (11) se puede observar que hay atenuación y el material se comporta como un absorbedor si $N_2 < N_1$, y que hay crecimiento exponencial y el material se comporta como amplificador si $N_2 > N_1$. En este último caso se dice que existe una inversión de población, y el medio es llamado medio activo. El principio de operación de un láser consiste en obtener un medio amplificador dentro de una cavidad con retroalimentación positiva.

2.2. Sistemas de bombeo de cuatro niveles para amplificación de luz

El sistema de bombeo a utilizar en un láser depende del arreglo de los niveles de energía del medio activo. En un sistema real, múltiples niveles de energía pueden estar

involucrados en el proceso; sin embargo, se pueden simplificar a sistemas de tres o cuatro niveles. En la figura (3) se muestra un sistema de cuatro niveles.

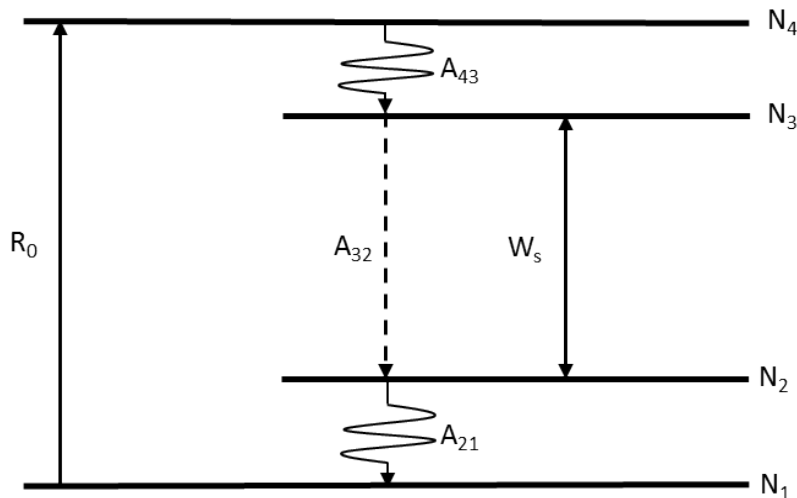


Figura 3: Diagrama para un sistema de cuatro niveles de energía.

Si no hay excitación, todos los electrones se encuentran en el nivel de energía base E_1 . Al introducir un bombeo con una energía equivalente a la diferencia entre las energías E_4 y E_1 , parte de los iones en el estado base suben al estado excitado E_4 , que decaen rápidamente al estado E_3 de forma no radiativa. Se puede asumir que este decaimiento se da principalmente en forma de fonones (la energía $E_4 - E_3$ se encuentra dentro de las energías de vibración de la red cristalina y la energía no es liberada de forma radiativa). El decaimiento se da en forma muy rápida, por lo que el estado N_4 puede considerarse vacío.

Los electrones excitados tienden a acumularse en el estado E_3 ; esto es porque la energía $E_3 - E_2$ no corresponde a ninguna energía vibracional de la red cristalina. El estado donde se produce la acumulación de energía es llamado el nivel metaestable, y los tiempos de vida típicos se encuentran entre microsegundos y milisegundos dependiendo de las características del medio. Los iones acumulados en el estado E_3 decaen en forma de radiación al nivel E_2 , con una fracción siendo por emisión espontánea. El nivel E_2 se encuentra típicamente conectado termalmente al estado base, por lo que los electrones en este nivel decaen también en forma no radiativa; no ocurre acumulación de población en este nivel y, de manera similar al nivel E_4 , también se puede considerar prácticamente vacío. A consecuencia de esto, se dice que existe una inversión de población si se cumple la condición $N_3 > N_2$.

Utilizando como principio los mecanismos descritos en la sección anterior, se puede desarrollar un sistema de ecuaciones que describen las interacciones entre las poblaciones de los diferentes niveles, llamadas las ecuaciones de razón. Para el caso de este sistema de cuatro niveles, las ecuaciones de razón son

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_0(N_1 - N_4) + A_{21}N_2 \quad (14)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_s(N_2 - N_3) + A_{32}N_3 - A_{21}N_2 \quad (15)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = W_s(N_2 - N_3) + A_{43}N_4 - A_{32}N_3 \quad (16)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = R_0(N_1 - N_4) - A_{43}N_4. \quad (17)$$

En este caso, las constantes de proporcionalidad A_n son la suma de las tasas radiativas y no radiativas, R_0 es la señal de bombeo, y W_s es la señal obtenida por transiciones de emisión estimulada entre los niveles 2 y 3, y es

$$W_s = \frac{\sigma(\nu)I_s}{h\nu} \quad (18)$$

donde I_s representa la intensidad de la radiación a la frecuencia ν .

Se puede resolver el sistema de ecuaciones para el caso estacionario $\frac{dN_x}{dt} = 0$ y encontrar la expresión donde ocurre la inversión de población ΔN

$$\Delta N = N_3 - N_2 = \frac{N_1 R_0 [\tau_{32} - \tau_{21}]}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}, \quad (19)$$

donde $I_{sat} = \frac{h\nu A_{32}}{\sigma_{21}}$. Se puede observar en este caso, que para los tiempos de vida $\tau_{32} > \tau_{21}$, siempre habrá inversión de población mientras que se cumpla la condición $R_0 > 0$.

2.3. Dinámicas de población en un sistema de tres niveles

Para reducir el desarrollo de ecuaciones, se redujo el sistema de 4 niveles descrito previamente a un sistema de tres niveles como se muestra en la figura (4) utilizando los

niveles de energía presentes en iones Pr^{3+} .

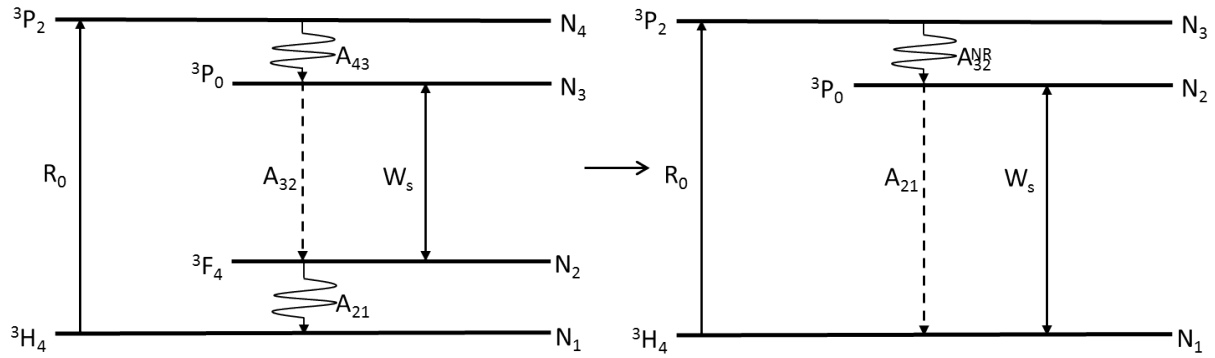


Figura 4: Sistema de bombeo simplificado para tres niveles de energía utilizando las transiciones en iones Pr^{3+} .

En este caso, se asume que las transiciones del nivel ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_4$ ocurren de manera muy rápida, por lo que son despreciadas. R_0 son las tasas de excitación y de emisión estimulada que ocurren en el estado base a causa de la señal de bombeo; estas son respectivamente

$$R_{013} = \frac{I_p \sigma_a(\lambda_p)}{h\nu_p} \quad (20)$$

$$R_{031} = \frac{I_p \sigma_e(\lambda_p)}{h\nu_p}, \quad (21)$$

donde I_p es la intensidad de la señal de bombeo, y σ_a y σ_e las secciones transversales de absorción y emisión para la longitud de onda de la señal de bombeo λ_p . Para este caso de iones Pr^{3+} , la señal de bombeo necesaria para excitar al nivel de energía 3P_2 es de 480 nm.

A su vez, W_{12} y W_{21} son las tasas de excitación y des-excitación que ocurren para la señal de emisión

$$W_{S23} = \frac{I_s \sigma_a(\lambda_s)}{h\nu_s} \quad (22)$$

$$W_{S32} = \frac{I_s \sigma_e(\lambda_s)}{h\nu_s} \quad (23)$$

Por ultimo, A^{NR} corresponde a los decaimientos no radiativos de las transiciones $3 \rightarrow 2$, y A_{21} es la tasa radiativa de emisión espontánea de las transiciones $2 \rightarrow 1$,

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (24)$$

donde τ_{21} es el tiempo de vida del nivel de energía; para el nivel 3P_0 de Pr^{3+} este tiempo es de $47\mu s$.

Las poblaciones de estos tres niveles son regidas por las ecuaciones

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_0(N_3 - N_1) + W_s(N_2 - N_1) + N_2A_{21} \quad (25)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_s(N_1 - N_2) + N_3A_{32} - N_2A_{21} \quad (26)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_0(N_1 - N_3) - N_3A_{32} \quad (27)$$

$$N_t = N_1 + N_2 + N_3 \quad (28)$$

De manera similar al caso del sistema de cuatro niveles, se resuelve este sistema de ecuaciones para el caso estacionario ($\frac{dN_n}{dt} = 0$) y se obtienen las densidades de población para los distintos niveles.

$$N_3 = \frac{N_1 R_0}{R_0 + A_{32}} \quad (29)$$

$$N_2 = \frac{N_1}{W_s + A_{21}} \left(W_s + \frac{R_0 A_{32}}{R_0 + A_{32}} \right) \quad (30)$$

Utilizando la condición para que se dé la inversión de población ($N_2 > N_1$), se obtiene

$$\frac{\Delta N}{N_t} = \frac{R_0(A_{32} - A_{21}) - A_{32}A_{21}}{3R_0W_s + 2R_0A_{21} + 2A_{32}W_s + A_{32}R_0 + A_{32}A_{21}}, \quad (31)$$

donde ΔN tiene que ser positiva ($N_2 - N_1 > 0$), por lo que para obtener la inversión de población es necesario que

$$R_0(A_{32} - A_{21}) > A_{32}A_{21}. \quad (32)$$

Utilizando esta condición, esta es la tasa de bombeo mínima necesaria para la inversión de población, llamada la tasa de bombeo umbral:

$$R_{umbral} = \frac{A_{32}A_{21}}{A_{32} - A_{21}}. \quad (33)$$

Si suponemos que la tasa de decaimiento del nivel $3 \rightarrow 2$ es mayor al nivel $2 \rightarrow 1$ ($A_{32} \gg A_{21}$), $R_{umbral} \approx A_{21}$. Además, para el caso de potencias bajas generadas ($W_s \ll A_{21}$), y suponiendo, el umbral de oscilación de la ecuación (31), se puede reescribir como

$$\frac{\Delta N}{N_t} \approx \frac{(R_0 - A_{21})/(R_0 + A_{21})}{[1 + \frac{3R_0 + 2A_{32}}{A_{32}(R_0 + A_{21})}W_s]} \approx \frac{R_0 - A_{21}}{R_0 + A_{21}}. \quad (34)$$

Con esto, el nivel 3 puede considerarse prácticamente vacío ($N_t \approx N_2 + N_1$), por lo que el sistema puede simplificarse una vez más:

$$\frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1} = \frac{R_0 - A_{21}}{R_0 + A_{21}} \rightarrow R_0N_1 = A_{21}N_2, \quad (35)$$

donde el lado izquierdo de la ecuación representa el número de átomos que suben del nivel 1 al 2 (pasando también por el nivel 3) por la radiación de bombeo, y el lado derecho corresponde a la tasa de emisión espontánea que ocurre del nivel 2 al 1. Es importante recordar que estas tasas son iguales bajo la condición de $W_s \approx 0$ (debajo del umbral de oscilación).

Suponiendo que la inversión de población es pequeña comparada con el número total

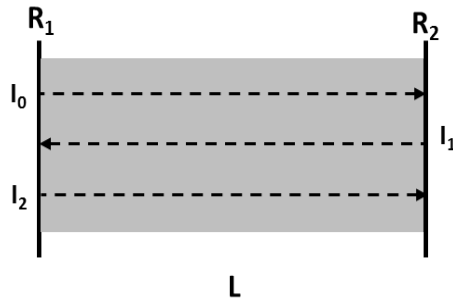


Figura 5: Resonador óptico, formado por un medio activo entre dos espejos separados por una distancia L .

de átomos ($\Delta N \ll N_t$), se puede observar de la ecuación (35), que el bombeo requerido para empezar la oscilación láser es aproximadamente A_{21} . Entonces la potencia de bombeo requerida para empezar la oscilación láser es

$$P_p = R_0 N_1 h \nu_p = A_{21} N_1 h \nu_p \approx \frac{N_t h \nu_p}{2 \tau_{sp}}, \quad (36)$$

recordando que $A_{21} = 1/\tau_{sp}$.

2.3.1. Oscilación láser

Como se mencionó en las secciones anteriores, para que el medio se comporte como amplificador para la radiación incidente, es necesario que exista la condición de inversión de población; sin embargo, para generar radiación a partir de la inversión de población, es necesario que el medio de ganancia se encuentre en un resonador óptico, cuya versión más simple es mostrada en la figura (5).

El medio activo con un coeficiente de ganancia γ y pérdidas α es colocado entre dos espejos con reflectividades R_1 y R_2 separados por una distancia L . Radiación dentro de la cavidad viaja entre ambos espejos, siendo amplificada en cada viaje a través del medio, y también generando pérdidas por mecanismos de absorción, así como por la reflectividad de los espejos. Comenzando con una intensidad inicial I_0 , en cada viaje a través del medio activo la intensidad cambia de la forma

$$I_1 = R_2 I_0 e^{(\gamma - \alpha)L} \quad (37)$$

$$I_2 = R_1 R_2 I_0 e^{2(\gamma-\alpha)L} \quad (38)$$

$$I_3 = R_1 R_2^2 I_0 e^{3(\gamma-\alpha)L}. \quad (39)$$

Para que haya oscilación las ganancias deben ser mayores o iguales a las pérdidas ($e^{\gamma L} > 1$); en otras palabras, debe existir una inversión de población mínima o umbral que permite superar las pérdidas. Entonces, para que exista oscilación se tiene que cumplir la condición

$$R_1 R_2 e^{2L(\gamma-\alpha)} \geq 1. \quad (40)$$

Las ganancias son mayores a las pérdidas cuando esta condición es mayor a 1, mientras que cuando es exactamente 1 es cuando se alcanza el umbral de inversión de población. El factor de ganancia umbral es escrito como

$$\gamma_{umbral} = \alpha - \frac{\ln R_1 R_2}{2L}. \quad (41)$$

La ecuación (41) puede ser relacionada con las poblaciones de los niveles de energía utilizando la ecuación (12), con lo que

$$\gamma_{umbral} = \alpha - \frac{\ln R_1 R_2}{2L} = \gamma \Delta N. \quad (42)$$

2.4. Conclusiones parciales

En este capítulo se describieron los principales procesos necesarios para describir la generación láser: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. Utilizando estos conceptos, se dedujeron las condiciones necesarias para que se dé la inversión de población entre dos niveles de energía para llegar al proceso de amplificación por emisión estimulada.

Se desarrollaron las ecuaciones de razón para un sistema de cuatro niveles de energía, así como para el sistema simplificado de tres niveles que se utilizó en este trabajo para

estudiar las dinámicas de población en la fibra óptica ZBLAN dopada con iones Pr^{3+} . Por último, en base en este sistema se derivaron las condiciones necesarias para la generación láser.

Capítulo 3. Generación láser en fibras ópticas

Las fibras ópticas han sido ampliamente utilizadas como amplificadores ópticos y láseres. Los sistemas láser basados en fibra óptica poseen características que los hacen más prácticos que los sistemas convencionales de sistemas láser. Estos sistemas presentan una mayor ganancia debido a que pueden poseer gran cantidad de material activo; su alta ganancia ocasiona también un umbral de potencia de bombeo pequeño para su operación. Otra ventaja importante es que son compactos, y poseen también una baja atenuación y alta capacidad de disipación de calor.

Al igual que en un láser convencional, para formar un sistema láser basado en fibra óptica se necesita un medio activo (con un material anfitrión), así como la formación de una cavidad para la amplificación óptica. En este capítulo se presenta un análisis del comportamiento de resonadores formados dentro de fibras ópticas, así como una descripción de los esquemas experimentales y resultados obtenidos en este trabajo.

3.1. Fibras ópticas como amplificadores

Un uso común para las fibras ópticas es como amplificadores ópticos. Para esto, el vidrio de la fibra óptica es mezclado con impurezas de otros materiales, llamadas dopantes, durante el proceso de fabricación. Iones de elementos del grupo de los lantánidos, llamados tierras raras, son comúnmente utilizados como dopantes para fibras por sus características que permiten que la fibra opere como amplificador.

Cuando una fibra es dopada con una tierra rara, el material dopante actúa como el medio activo e interactúa con las señales ópticas que viajan por la fibra, produciendo las transiciones radiativas o no radiativas descritas en el Capítulo 2. Al ocurrir estas interacciones, la potencia de la luz de bombeo se distribuye a través de la fibra, modificándose por la absorción de la misma fibra en función de la longitud recorrida y de los niveles que interactúan, de la forma

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -(N_1 - N_2)\sigma(\nu)P(z) = -\alpha P_p(z), \quad (43)$$

donde σ es la sección transversal de absorción entre los niveles y α es la absorción,

que se toma como negativa para describir la amplificación generada por el medio.

Resolviendo la ecuación (43) se obtiene un comportamiento exponencial de la potencia ($P(z) = P(0)e^{-\alpha z}$). Esta expresión es válida para sistemas donde no hay degeneración; es decir, que las tasas de excitación y des-excitación de ambos niveles son iguales ($\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma$). Para sistemas donde si existe degeneración, la expresión se transforma en

$$\frac{dP_p}{dz} = [N_2\sigma_{21}(\nu) - N_1\sigma_{12}(\nu)]P_p, \quad (44)$$

Si no hay señal de bombeo, la población del nivel 2 estará prácticamente vacía, y la población total estará en el nivel 1 ($N_1 = N_t$), por lo que toda esta población participará en el proceso de absorción ($\alpha_0(\nu) = N_1\sigma_{12}(\nu) = N_t\sigma_{abs}(\nu)$). A este proceso se le llama absorción de pequeña señal.

En estos casos para potencias bajas, la absorción se comporta de manera lineal al aumentar la potencia. Al aumentar hasta de cierto valor de potencia, llamada la potencia de bombeo de saturación, ocurre una saturación de la absorción, y la potencia absorbida deja de comportarse linealmente para aproximarse a este cierto valor de saturación. Esto está expresado en función de la potencia incidente como

$$\alpha(P_p) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P_p}{P_{sat}}}. \quad (45)$$

De manera similar, la ganancia del sistema también sufre una saturación para potencias altas:

$$G(P_s) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_s}{P_{sat}}}, \quad (46)$$

donde g_0 es la ganancia de pequeña señal para potencias bajas ($N_2 \approx 0$), y se define

la potencia de saturación de la señal como

$$P_s^{sat} = \frac{\hbar \nu_s a}{\sigma_e \tau}, \quad (47)$$

donde σ_e es la sección transversal de emisión y a es el área del medio de ganancia; en este caso, el área del núcleo de la fibra.

Por último, es conveniente definir la transmitancia T de la fibra en función de sus potencias de entrada y salida:

$$T = \log \frac{P_{out}}{P_{in}} = e^{-\alpha_0 L}. \quad (48)$$

3.2. Resonadores en fibras ópticas

Para un resonador dentro de una fibra óptica, es necesario determinar la longitud de la fibra para la cual se obtendrá mayor eficiencia de la señal generada; esto es, la longitud óptima a la cual se pueden evitar pérdidas por la absorción de la señal dentro de la misma fibra.

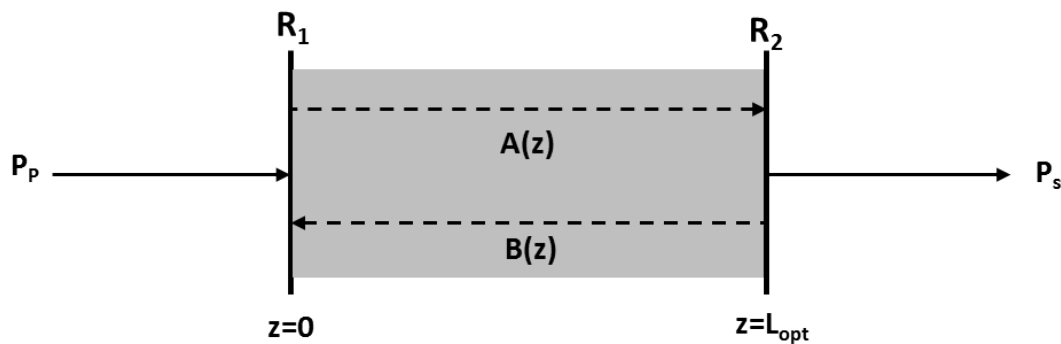


Figura 6: Esquema de resonador óptico de longitud L_{opt} formado por dos superficies con reflectancia R_1 y R_2 y bombeado por una señal P_p .

Se considera el sistema mostrado en la figura (6), donde se tienen dos señales generadas por el haz de bombeo P_p , las cuales viajan en direcciones opuestas (P_s^+ y P_s^-). La potencia de la señal normalizada $p(z)$ en cualquier punto a lo largo de la cavidad será

$$p(z) = \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} = \frac{P_s^+(z)}{P_s^{sat}} + \frac{P_s^-(z)}{P_s^{sat}} = A(z) + B(z). \quad (49)$$

Es conveniente definir las potencias normalizadas de la señal y del haz de bombeo como

$$p = \frac{P_s}{P_s^{sat}} \quad (50)$$

$$q = \frac{P_p}{P_p^{sat}} \quad (51)$$

El cambio a causa de la absorción de estas potencias a lo largo de la fibra en función de sus respectivas secciones transversales de absorción y emisión es

$$\frac{dq}{dz} = \frac{-\alpha_p q (U'p + 1)}{1 + p + q} \quad (52)$$

$$\frac{dp}{dz} = \frac{-\alpha_s p (Uq - 1)}{1 + p + q}, \quad (53)$$

donde U y U' fueron definidas como

$$U = \frac{\eta_s - \eta_p}{1 + \eta_p} \quad (54)$$

$$U' = \frac{\eta_s - \eta_p}{1 + \eta_s}, \quad (55)$$

y donde $\eta_{s,p}$ son las razones de las secciones transversales de emisión y absorción de ambas señales.

$$\eta_{s,p} = \frac{\sigma_e(\psi_{s,p})}{\sigma_a(\psi_{s,p})} \quad (56)$$

Sustituyendo la definición de $A(z)$ en la ecuación (52) y desarrollando la razón con la ecuación (53), se obtiene

$$\alpha_p U' p + 1 \frac{dA(z)}{A(z)} = \alpha_s (1 - Uq) \frac{dq}{q}. \quad (57)$$

Se puede observar que en la entrada de la fibra ($z = 0$) la potencia de bombeo q estará en su máximo ($q(0) = q_0$), y para el caso de la cavidad con longitud óptima, en la salida de la fibra ($z = L_{opt}$) la potencia de bombeo será absorbida completamente, por lo que $\frac{dA(L_{opt})}{dz} = 0$. Aplicando estos límites a la ecuación 52, se obtiene que el valor en el cual la derivada de $A(z)$ evaluada en L_{opt} equivale a cero, será cuando $q = \frac{1}{U}$.

Integrando sobre estos límites para la ecuación (57)

$$\int_0^{L_{opt}} \alpha_p U' p + 1 \frac{dA(z)}{A(z)} = \int_{q_0}^{1/U} \alpha_s (1 - Uq) \frac{dq}{q}, \quad (58)$$

y resolviendo las integrales se obtiene

$$\alpha_p U' p + 1 \ln\left(\frac{A(L_{opt})}{A(0)}\right) = -\alpha_s (1 - Uq_0 + \ln(Uq_0)). \quad (59)$$

Tomando en cuenta que las reflectividades R_1 y R_2 cumplen las condiciones de frontera para las señales propagadas $A(z)$ y $B(z)$, se tiene que

$$A(0) = R_1 B(0) \quad (60)$$

$$B(L_{opt}) = R_2 A(L_{opt}). \quad (61)$$

Debido a que ambas señales experimentan la misma ganancia g , también se debe cumplir que

$$A(L_{opt})B(L_{opt}) = A(0)B(0). \quad (62)$$

Utilizando las ecuaciones (60), (61) y (62), se obtiene que

$$\frac{A(L_{opt})}{A(0)} = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}, \quad (63)$$

y sustituyendo ésto en la ecuación (59) se obtiene

$$p = -\frac{\alpha_p \ln(\sqrt{R_1 R_2}) - \alpha_s(1 - Uq_0 + \ln(uq_0))}{\alpha_p U' \ln(\sqrt{R_1 R_2})}. \quad (64)$$

Utilizando la ecuación (52) para la potencia de bombeo normalizada y los límites definidos en (57), se obtiene la ecuación

$$\int_{q_0}^{1/U} \frac{1 + p + q}{q} dq = \int_0^{L_{opt}} -\alpha_p (U'p + 1) dz. \quad (65)$$

Por último, resolviendo esta ecuación se obtiene la longitud óptima de la cavidad para obtener la mayor eficiencia:

$$L_{opt} = \frac{\ln(Uq_0)(p + 1) + q_0 + \frac{1}{U}}{\alpha_p (U'p + 1)}. \quad (66)$$

La figura (7) muestra la variación de la longitud óptima de la cavidad L_{opt} en función de la concentración de dopantes utilizando los parámetros de la fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺ listados en la tabla 1 y diferentes potencias de bombeo.

3.3. Fibras ópticas ZBLAN y dopantes

Los materiales base comúnmente utilizados en la fabricación de sistemas láser en fibras ópticas son vidrios de sílice, aunque también se utilizan otros compuestos como vidrios de fosfato y de fluoruro, entre otros. Los vidrios de sílice pueden ser anfitriones para un gran número de iones de tierras raras, y un gran número de láseres en fibra son producidos en estos vidrios por sus bajas pérdidas y su disponibilidad comercial. Los vidrios de fosfato tienen una gran solubilidad, por lo que pueden tener concentraciones altas de dopantes y son utilizados principalmente para sistemas de alta ganancia.

Recientemente, los vidrios de fluorozirconatos han sido de gran interés por sus

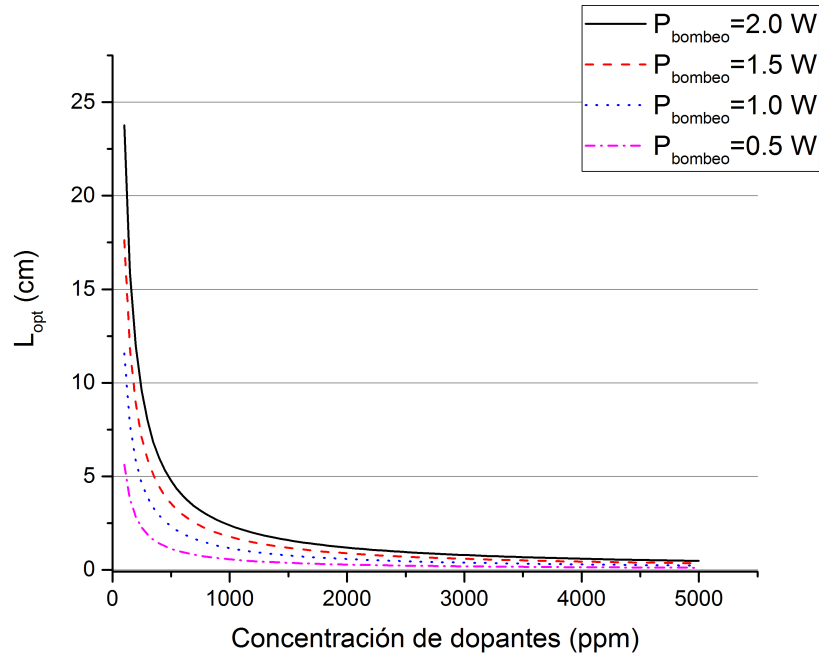


Figura 7: Gráfica de variaciones en la longitud óptima de la cavidad L_{opt} en función de la concentración total de dopantes N para diferentes potencias de bombeo.

bajas frecuencias vibracionales que reducen pérdidas en la region infrarroja e infrarroja cercano (hasta 0.001 dB/Km) (Digonnet, 2001). Por estas características, los vidrios basados en fluoruro son utilizados para producir láseres en fibra en el espectro visible e infrarrojo cercano, mientras que emisiones en estas regiones son difíciles de obtener en las fibras basadas en sílice y fosfato.

Algunas otras características importantes que poseen los vidrios de fluoruro son bajas pérdidas de fondo (<0.05 dB/m), un coeficiente termo-óptico bajo que aumenta la estabilidad térmica de la cavidad, y también permiten mayores concentraciones de dopantes.

Uno de los vidrios de fluorozirconato comúnmente utilizados es el ZBLAN, llamado así por su composición química, ZrF_4 (56 %), BaF_2 (14 %), LaF_3 (6 %), AlF_3 (4 %), y NaF (20 %). Una de las razones por el interés del estudio de estos vidrios es el rango de longitudes de onda en los que se puede operar. Como se puede observar en la figura 8, al utilizar al ZBLAN como anfitrión para diferentes tierras raras se obtienen un mayor rango de ventanas de emisión (desde el ultravioleta hasta infrarrojo) en comparación con los rangos posibles en fibras fabricadas a base de sílice.

Como ya se ha mencionado, el rango de longitudes de onda de interés para este

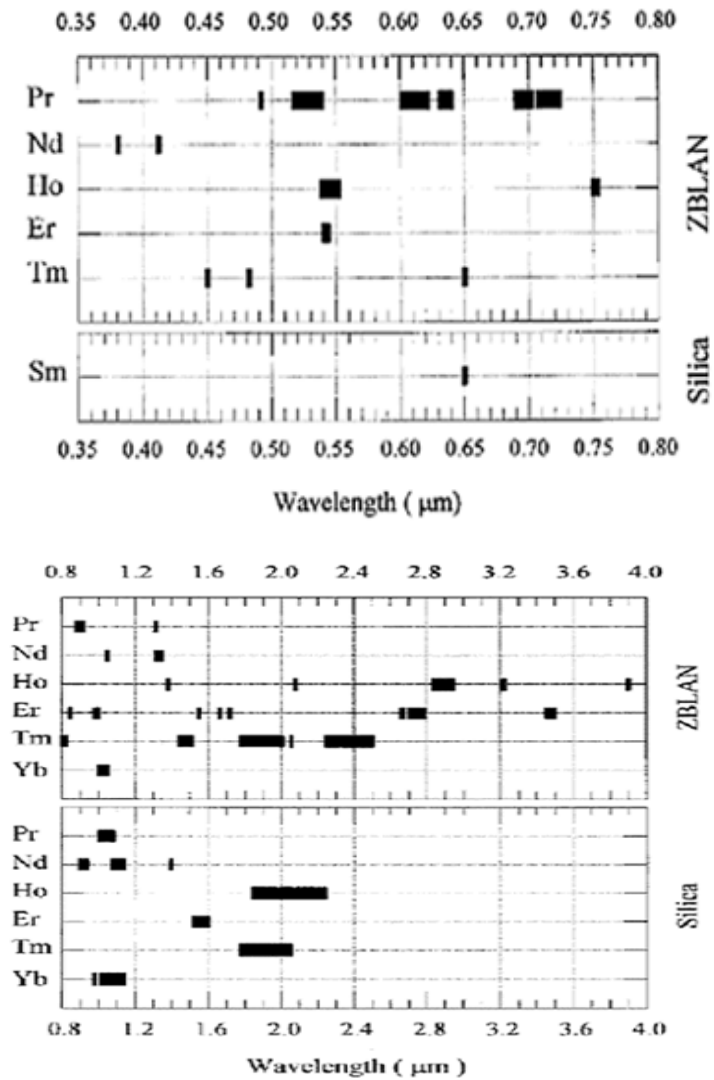


Figura 8: Longitudes de onda de transiciones láser posibles en fibras de sílice y de ZBLAN con diferentes tierras raras como dopantes (Digonnet, 2001).

Tabla 1: Parámetros utilizados para el cálculo de la longitud óptima del resonador.

Parámetro	
Tiempo de decaimiento τ_{21}	$42 \mu s$
Potencia de bombeo P_p	$2 W$
Diámetro fibra óptica	$6 \mu m$
Concentración de dopante	$1000 ppm$
Densidad fibra óptica	$1.579e19 \text{ átomos}/m^3$
Longitud de onda de bombeo λ_p	$450 nm$
Longitud de onda de señal λ_s	$640 nm$

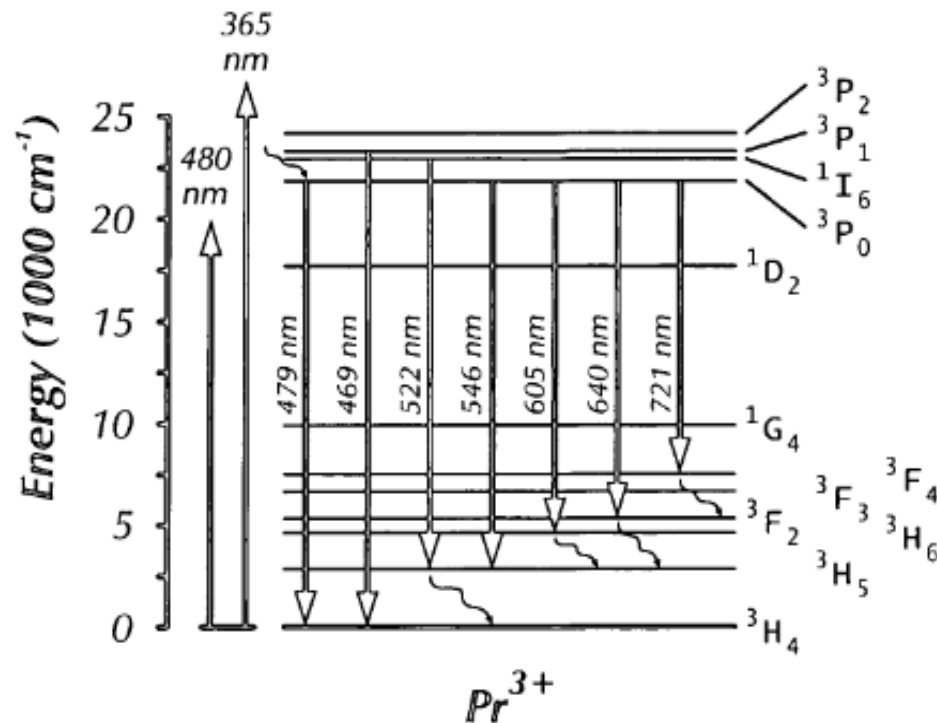


Figura 9: Esquema de niveles de energía para iones de Pr^{3+} por absorción convencional (Digonnet, 2001).

trabajo se encuentra entre el espectro visible, por lo que el dopante mas factible a utilizar es el Praseodimio (Pr^{3+}) por sus ventanas de operación que incluyen longitudes de onda entre 600 nm y 800 nm.

Se escribió un programa en MATLAB para el cálculo de la longitud óptima de la fibra óptica (B) a utilizar para la formación de la cavidad utilizando los parámetros medidos y conocidos de la fibra mostrados en la tabla 1, con lo cuál se obtuvo una longitud óptima teórica de **23.8 cm** al utilizar un bombeo de 450 nm.

En la figura (9) se muestra un esquema de los niveles de energía para iones de Pr^{3+} . En este esquema se muestra que, al ser absorbida una longitud de onda de 480 nm, los

electrones son excitados y suben del nivel base 3H_4 a uno de los niveles excitados 1I_6 o $^3P_{2-0}$. Desde estos niveles, decaen a uno de los niveles más bajos emitiendo una señal entre 479 nm a 721 nm. Para el caso particular de este trabajo, las transiciones de más interés son de los estados 3P_0 a 3F_2 (605 nm) y de 3P_0 a 3F_3 (640 nm).

Un segundo esquema de absorción considerado en este trabajo es por absorción de dos fotones o conversión ascendente (upconversion), mostrado en la figura (10). En este esquema, se utiliza un co-dopante, iterbio (Yb^{3+}) en este caso, que actúa como un escalón para alcanzar los niveles de energía en el caso anterior absorbiendo dos fotones de una mayor longitud de onda. En este caso, el co-dopante Yb^{3+} absorbe un fotón de 835 nm, excitando del nivel base al nivel de energía $^3F_{5/2}$, que es equivalente al nivel 1G_4 de Pr^{3+} . Estando en este nivel, se absorbe un segundo fotón de 835 nm para alcanzar los niveles 1I_6 y $^3P_{2-0}$ del caso por absorción convencional.

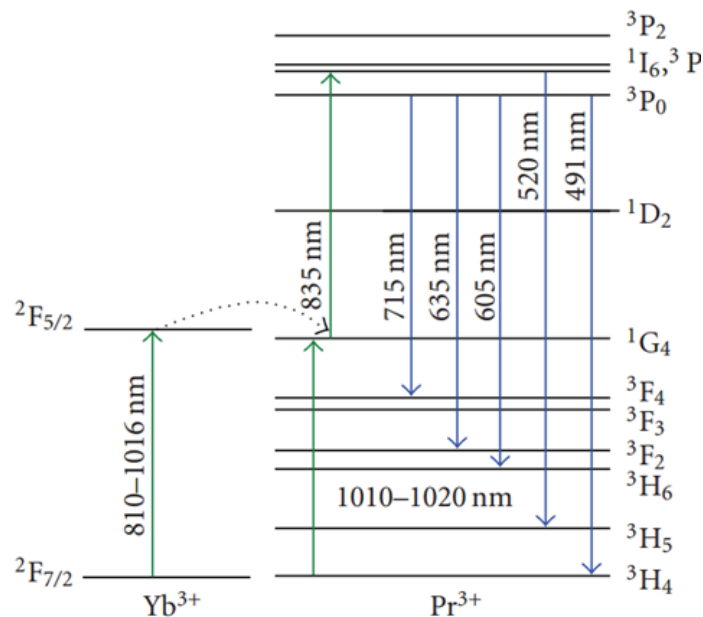


Figura 10: Esquema de niveles de energía para iones de Pr^{3+} por absorción de dos fotones (upconversion) (Zhu y Peyghambarian, 2010).

3.4. Caracterización de fibras ópticas

Para este trabajo se comenzó con la caracterización de la absorción presentada por las fibras ZBLAN: Pr^{3+} y ZBLAN: Pr^{3+}/Yb^{3+} como función de la longitud de onda. Se utilizó el arreglo mostrado en la figura (11), que consiste en una fuente de luz blanca de 400 nm a 800 nm, cuyo espectro es mostrado en la figura (12.a). Esta señal es acoplada a

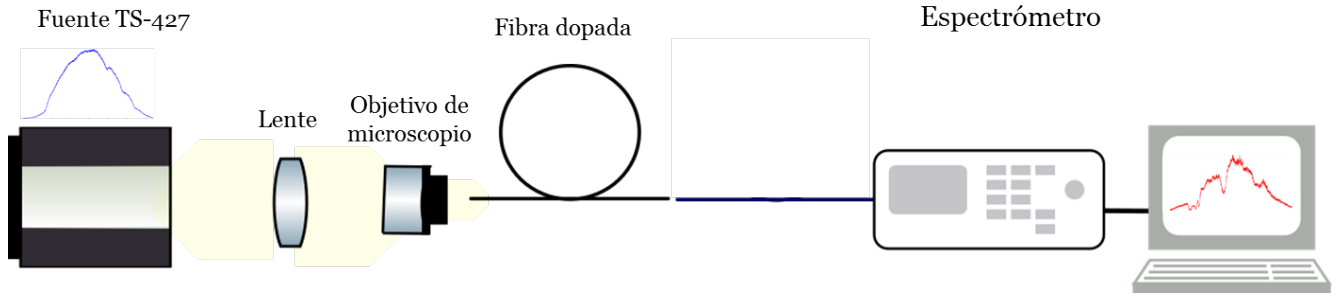


Figura 11: Esquema experimental utilizado para la caracterización de las secciones transversales de absorción y emisión de las fibras ópticas ZBLAN.

la fibra por medio de un objetivo, y su salida es medida a través de un espectrómetro, mostrado en la figura (12.b).

Se comparó el espectro de salida medido de la fibra óptica utilizando como referencia el espectro de la fuente, y se calculó la transmitancia como se muestra en la ecuación (48). También se calculó el coeficiente de absorción, definido como

$$\alpha = -\frac{\log T}{L}, \quad (67)$$

donde L es la longitud de la fibra; para estas mediciones fueron utilizados 30 cm de fibra. Los resultados obtenidos se muestran en la figura (12.d). Por último, la sección transversal de absorción puede ser calculada de la forma

$$\sigma_a = \frac{\alpha}{N}, \quad (68)$$

donde N es la concentración de átomos por unidad de volumen (densidad atómica). En el caso de la fibra ZBLAN:Pr³⁺ utilizada en este trabajo, esta concentración puede ser calculada utilizando la densidad del ZBLAN ($\rho_{ZBLAN} = 4.33g/cm^3$) y su peso atómico ($W_{at} = 165.123g/mol$):

$$N = \frac{N_A \rho_{ZBLAN}}{W_{at}} = 1.579e19 \text{ átomos}/m^3, \quad (69)$$

donde N_A es el número de Avogadro.

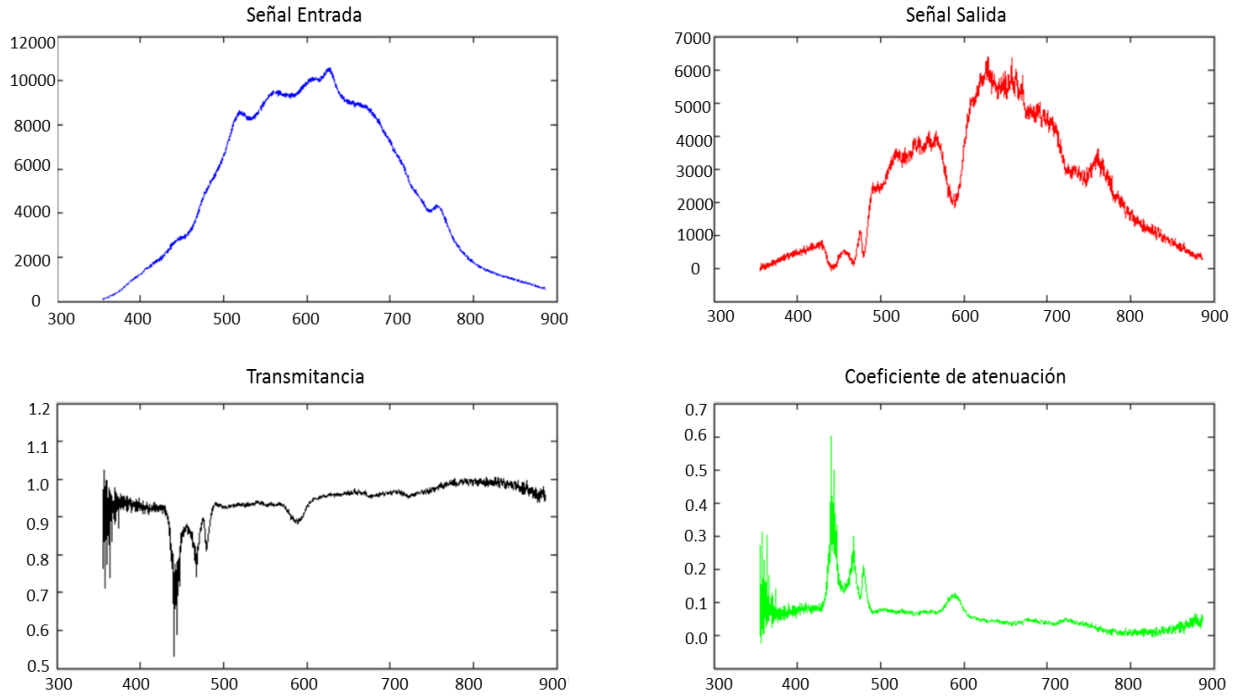


Figura 12: (a) Espectro producido por fuente de luz blanca. (b) Espectro obtenido después de viajar a través de la fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺. (c) Espectro de transmitancia. (d) Coeficiente de atenuación calculado como función de la longitud de onda.

La relación McCumber (McCumber, 1964) establece la correspondencia entre las secciones transversales de absorción y emisión, y los niveles de energía que se están estudiando:

$$\sigma_e(\lambda_s) = \sigma_a(\lambda_0) \exp\left(\frac{\hbar c}{k_B T} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_s}\right)\right), \quad (70)$$

donde λ_0 y λ_s son las longitudes de onda de bombeo y de la señal emitida, respectivamente. En la figura (13) se muestran la sección transversal de emisión calculada con la relación McCumber, utilizando los resultados obtenidos para el coeficiente de atenuación para el cálculo de la sección transversal de absorción. Como se puede observar, los picos de emisión y absorción corresponden con los niveles de energía esperados, presentados en la figura (9), a excepción de las emisiones esperadas en el rango de 400 a 500 nm; esto ocurre debido a la señal de bombeo utilizada que causa un desplazamiento en el espectro de emisión.

Como siguiente paso, se midió la fluorescencia producida por una fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺ al acoplarse la señal de 450 nm, utilizando el esquema mostrado en la figura (14). Se eli-

Espectro de absorción y emisión del nivel energético $^3P_0 \rightarrow ^3F_4$

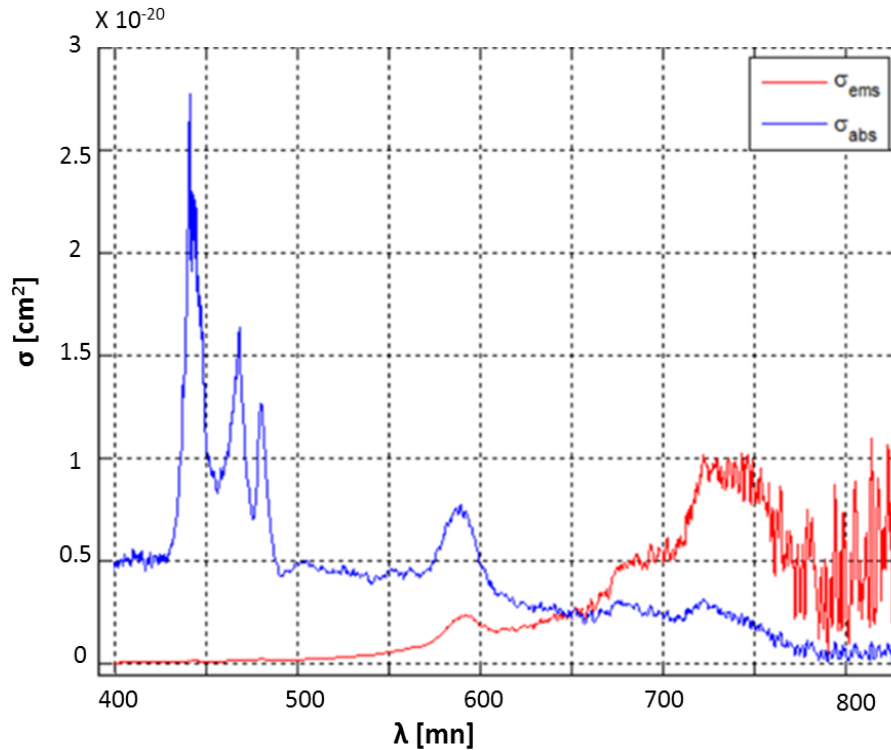


Figura 13: Espectros de absorción y emisión, calculado utilizando la relación McCumber para una longitud de onda de bombeo de 450 nm.

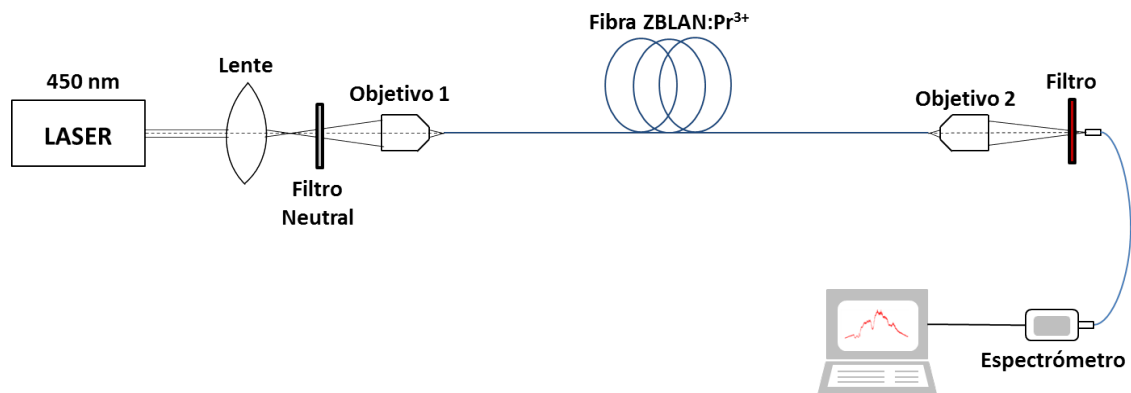


Figura 14: Esquema experimental utilizado para la medición de la fluorescencia producida por la fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺ al ser alimentada por una señal de 450 nm.

gió esta longitud de onda porque, como se muestra en la figura (9), al ser absorbida se ocasiona que los electrones en el estado base 3H_4 pasen al estado excitado 3P_2 . Al decaer a estados menos energéticos, se espera observar emisiones a diferentes longitudes de onda, determinada por la estructura atómica de la fibra y por la concentración de dopantes; en este caso de 480 nm hasta 720 nm.

El espectro obtenido es mostrado en la figura (15). Las transiciones en los picos

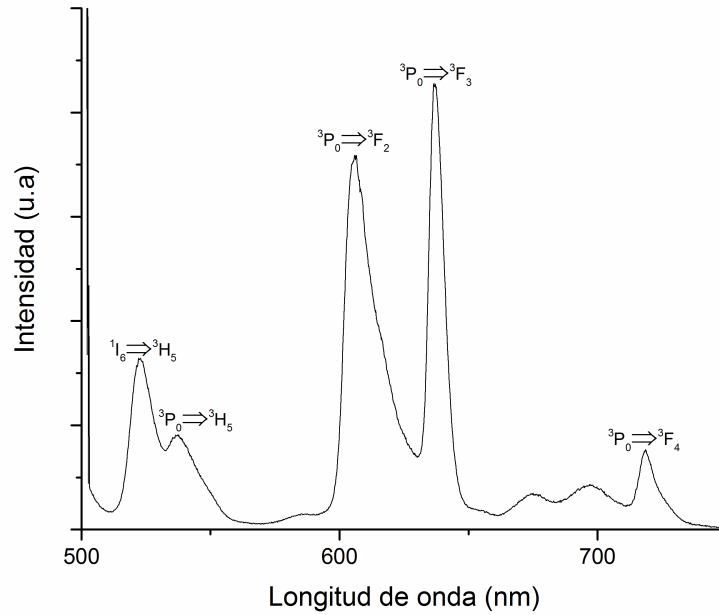


Figura 15: Espectro de fluorescencia producido por una fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺ con una fuente de bombeo de 450 nm.

señalados concuerdan con el esquema de niveles de energía para el dopante Pr³⁺ anteriormente mostrado en la figura (9). Las señales con mayor intensidad se encuentran entre 600 nm y 650 nm, y corresponden a las transiciones del estado 3P_0 a los estados 3F_2 y 3F_3 .

3.5. Esquema experimental

La figura (16) muestra un esquema del arreglo experimental utilizado. Se utilizó un diodo láser con una potencia máxima de 2 W y con longitud de onda centrada en 450 nm como haz de bombeo. La potencia del haz de bombeo es regulada utilizando un controlador fabricado localmente, que varía el voltaje de alimentación que recibe el diodo láser. Adicionalmente, se utilizaron filtros de densidad neutral como protección para la fibra óptica contra potencias altas.

El haz de bombeo es enfocado en un objetivo con apertura numérica de 0.25, es utilizado para acoplar el haz de bombeo a la fibra óptica de aproximadamente 20 cm de longitud. Se fabricó localmente un espejo semi-transparente con transmitancia $T \approx 0.85$ para 450 nm depositando una película de plata sobre un sustrato. Este espejo fue acoplado a la cara de entrada de la fibra óptica.

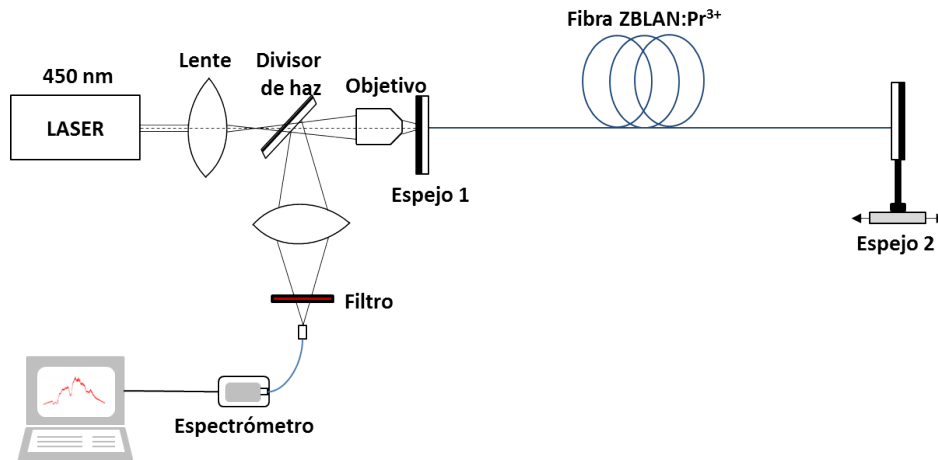


Figura 16: Diagrama esquemático de arreglo experimental utilizado para la generación láser.

La fibra óptica utilizada fue fabricada por Le Verre Fluoré, y está hecha a base de ZBLAN dopada con una concentración de 1000 ppm de iones de Pr^{3+} , con un núcleo de $6 \mu\text{m}$ de diámetro y una apertura numérica de 0.15. En la cara de salida de la fibra se colocó un segundo espejo con alta reflectancia para formar la cavidad. La señal de salida de la fibra es capturada con un divisor de haz para su medición a través de un espectrómetro.

3.6. Resultados

El espectro obtenido de laseo se muestra en la figura (17). Se puede observar que la mayoría de la energía de la señal generada se encuentra entre 600 nm y 650 nm, que corresponde a las transiciones $^3P_0 \Rightarrow ^3F_2$ (605 nm) y $^3P_0 \Rightarrow ^3F_3$ (635 nm) que se observaron en la medición de la fluorescencia. Adicionalmente, comparando con el espectro de fluorescencia mostrado en la figura (15) se puede notar la pérdida de potencia de las emisiones en el rango de longitudes de onda menores a 600 nm; esto ocurre debido a que longitudes de onda mayores sufren mayor amplificación, haciendo difícil la detección de longitudes de onda menores en comparación.

En la figura (18) se muestra con más claridad el pico centrado en 635 nm mostrando con más claridad su forma de función Lorentziana utilizando diferentes voltajes de entrada para la fuente de bombeo. Esta curva fue utilizada para las siguientes mediciones mostradas en las figuras (19) y (20) para la caracterización de la señal de laseo.

Se midió la dependencia de la potencia señal de laseo generada contra el voltaje

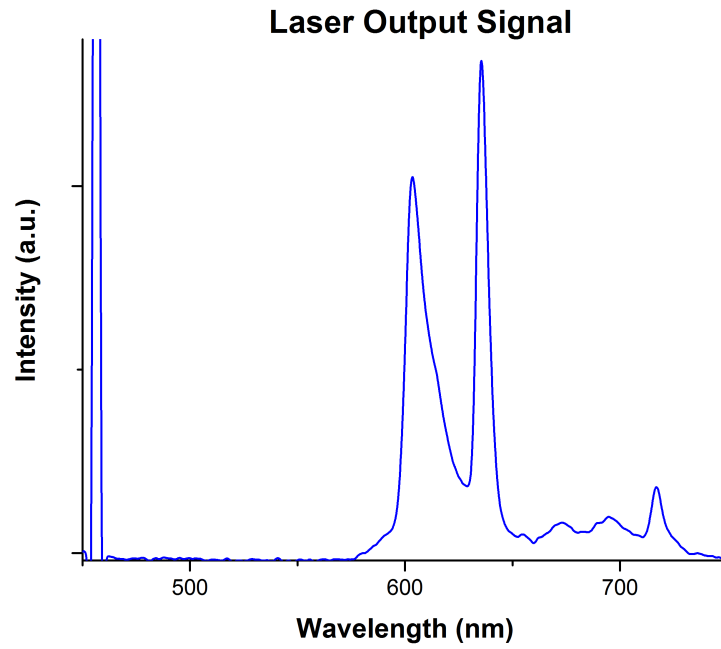


Figura 17: Espectro de la señal de láser obtenida con una fuente de bombeo de 450 nm.

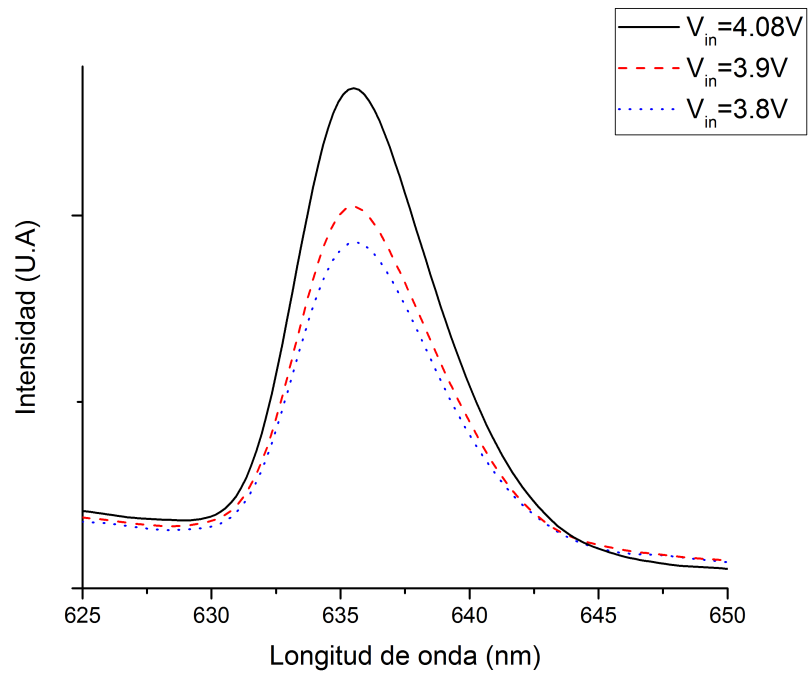


Figura 18: Espectro de la señal de láser obtenida con diferentes voltajes de entrada para el controlador de la fuente de bombeo de 450 nm.

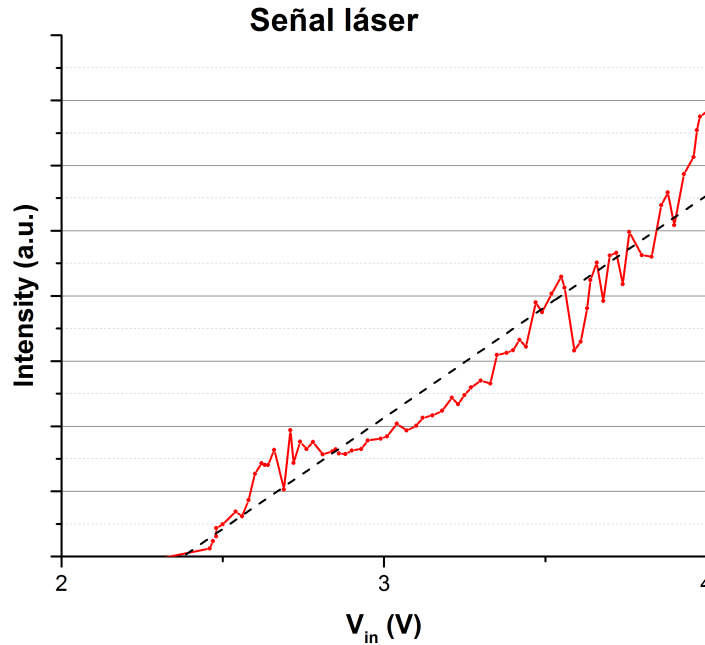


Figura 19: Intensidad de la señal de laseo producida contra el voltaje de alimentación del haz de bombeo.

de alimentación del haz de bombeo, controlado por medio de variaciones en el voltaje de entrada. La señal generada no fue observada hasta a partir de 2.5 V, aumentando linealmente conforme se aumentó el voltaje de entrada.

Después se calculó la anchura a media altura (FWHM por sus siglas en inglés) del pico principal centrado en 635 nm contra el voltaje de entrada del haz de bombeo. Para esto, se tomaron mediciones del espectro con diferentes voltajes de entrada para después calcular el FWHM por medio de MATLAB en post-procesamiento. Como se observa en la figura (20), la anchura del pico disminuye rápidamente al aumentar la potencia del haz de bombeo, hasta establecerse a una anchura a media altura de aproximadamente 7 nm. En la figura (21) se muestran los espectros de las señales de laseo reportadas en (Okamoto *et al.*, 2008), donde se obtuvo una anchura a media altura de 1.8 nm utilizando 66 cm de fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺ con una concentración de 3000 ppm y una fuente de bombeo de 448 nm.

3.7. Conclusiones parciales

En este capítulo se presenta el modelo utilizado para el estudio de resonadores ópticos; en particular, la formación de la cavidad dentro de fibras ópticas, así como sus ca-

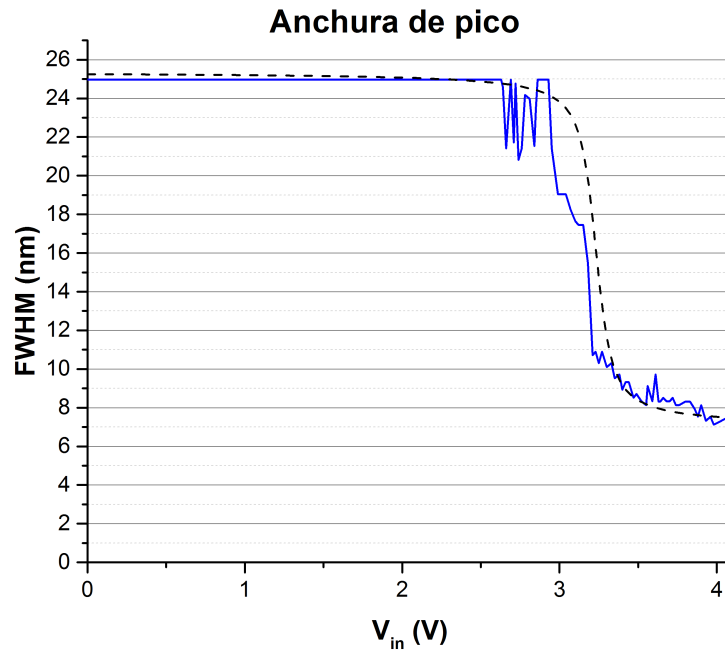


Figura 20: Intensidad de la señal de láser producida contra el voltaje de alimentación del haz de bombeo.

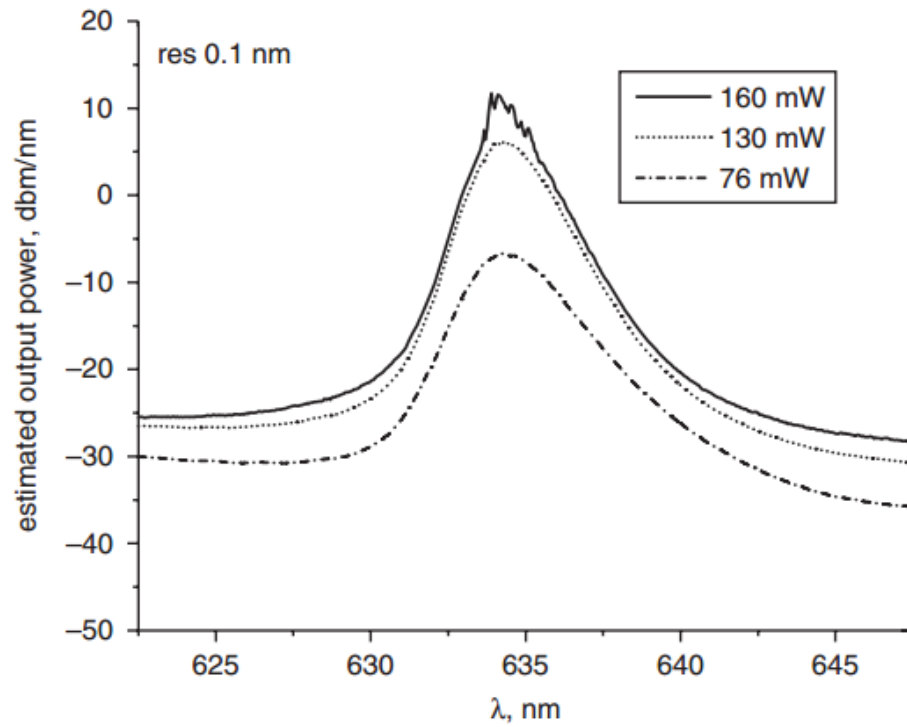


Figura 21: Espectros de señales de láser reportadas en (Okamoto *et al.*, 2008).

racterísticas más relevantes. Utilizando este modelo, se calcularon algunas de las características de la fibra óptica, incluyendo sus secciones transversales de absorción y emisión.

Se presentaron los resultados de la caracterización de la fibra con la medición del espectro de la sección transversal de absorción y el cálculo de la sección transversal de emisión, así como el espectro de fluorescencia de la fibra al ser alimentada con una fuente de bombeo. Por último, se presentó el esquema utilizado para la generación de la señal láser dentro de la fibra, así como diferentes mediciones y caracterización de la señal obtenida.

Capítulo 4. Propagación de luz en fibras ópticas

En esta sección se presentan los fundamentos teóricos necesarios para el análisis de la propagación de campos a través de guías de onda y fibras ópticas. En la primera sección se definen las condiciones para que un modo sea guiado por una guía de onda.

En la segunda sección se describe la distribución espacial que toma el campo guiado por la guía de onda, y en la tercera sección se desarrolla el método numérico de descomposición modal para calcular la distribución espacial teórica. Por último, se presentan los resultados obtenidos utilizando éste método.

4.1. Distribución espacial

Una fibra óptica es un tipo de guía de onda cilíndrica, que consta de un núcleo de radio a y un índice de refracción n_1 por donde la luz viaja, y de una cubierta alrededor del núcleo de radio $r > a$ con un índice de refracción n_2 menor ($n_2 < n_1$).

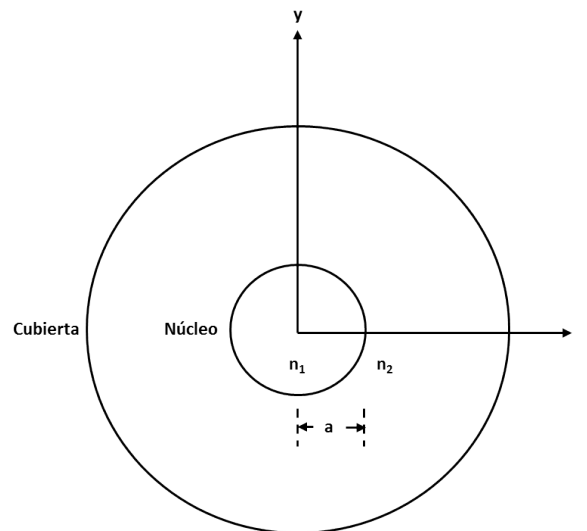


Figura 22: Diagrama esquemático de sección transversal de fibra óptica.

Un rayo de luz es confinado por el núcleo por reflexión total interna cuando se incide en las fronteras núcleo-cubierta a ángulos mayores al ángulo crítico $\theta_c = \cos^{-1} \frac{n_2}{n_1}$ como se muestra en la figura (23). Por la refracción que sufre el rayo al pasar del medio externo al núcleo, se crea un ángulo correspondiente externo θ_a que forma un cono de aceptación para que un rayo sea confinado.

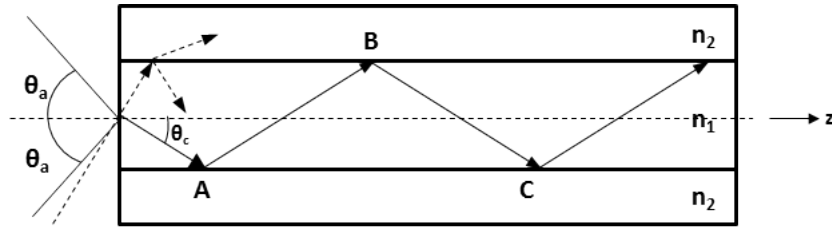


Figura 23: Diagrama de corte longitudinal de fibra óptica.

Luz que incide a ángulos mayores a θ_a pierde parte de su potencia en cada reflexión en las fronteras, por lo que no es guiada por el núcleo. El ángulo de aceptación satisface la relación $\sin \theta_a = n_1 \sin \theta_c = NA$, donde NA es llamada la apertura numérica de la fibra. La apertura numérica de una fibra óptica define el intervalo de ángulos de aceptación para el acoplamiento de luz, y se define como:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (71)$$

Una fibra óptica es capaz de guiar sólo un número finito de modos, los cuales son campos con una constante de propagación característica, una distribución transversal y dos estados de polarización independientes. Un modo es guiado por la fibra óptica cuando se satisface la condición de autoconsistencia, que requiere que al reflejarse una onda en la frontera núcleo-cubierta dos veces se reproduzca la onda original.

En la figura (23), la onda original que viajan del punto A al B sufre un retraso respecto a la onda que sufre una reflexión, viaja al punto C y sufre una nueva reflexión. Este retraso es equivalente a $2kd$, donde k es el número de onda y d es el camino óptico recorrido. También existe un cambio de fase 2ϑ producido por las reflexiones que sufre la segunda onda. Debido a la condición de autoconsistencia, el cambio total de fase entre ambas ondas debe ser equivalente a un múltiplo de 2π :

$$\frac{4\pi}{\lambda} d \sin \theta - 2\vartheta = 2kd - 2\vartheta = 2\pi m, m = 0, 1, 2... \quad (72)$$

El cambio de fase 2ϑ está dado en función al ángulo de rebote θ de la forma:

$$\tan \frac{\vartheta}{2} = \left(\frac{\sin^2 \theta_c}{\sin^2 \theta} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (73)$$

Esto restringe los valores del ángulo de propagación a valores discretos (θ_m) dependientes de cada valor de m , los cuales definen los modos de propagación. Sustituyendo el valor de ϑ de la ecuación (72) en la ecuación (73) se obtiene

$$\tan \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta_m - \frac{\pi m}{2} = \left(\frac{\sin^2 \theta_c}{\sin^2 \theta_m} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (74)$$

Las soluciones a la ecuación (74) corresponden a los ángulos de rebote θ_m de los modos de propagación. Los ángulos θ_m se encuentran entre los valores 0 y θ_c . La onda es guiada si su constante de propagación β_m es menor que el número de onda del núcleo ($\beta_m < n_1 k_0$), y mayor al número de onda de la cubierta ($\beta_m > n_2 k_0$). Con estas igualdades, se define

$$k_T^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta_m^2 \quad (75)$$

$$\gamma^2 = \beta_m^2 - n_2^2 k_0^2, \quad (76)$$

donde para modos guiados k_T^2 y γ^2 son positivos y k_T y γ son reales.

Cada una de las componentes de los campos eléctrico y magnético deben satisfacer la ecuación de Helmholtz

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 U = 0, \quad (77)$$

donde n corresponde a n_1 para el núcleo ($r < a$) y a n_2 para la cubierta ($r > a$), y U es la amplitud compleja $U = U(r, \phi, z)$. Las soluciones de interés son aquellas que toman la forma de ondas viajando en la dirección z con una constante de propagación β , por lo que la dependencia de U con respecto a z toma la forma $e^{-i\beta z}$.

$$U(r, \phi, z) = u(r)e^{-il\phi}e^{-i\beta z}, l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (78)$$

Sustituyendo en la ecuación (77) se obtiene una ecuación diferencial para $u(r)$:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + (n^2k_o^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2})u = 0 \quad (79)$$

Sustituyendo k_T y γ , la ecuación se puede reescribir por separado para el núcleo y para la cubierta:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + (k_T^2 - \frac{l^2}{r^2})u = 0, r < a \quad (80)$$

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + (\gamma^2 - \frac{l^2}{r^2})u = 0, r > a \quad (81)$$

Las soluciones a estas ecuaciones diferenciales son de la forma de funciones Bessel:

$$u(r) \begin{cases} J_l(k_T r), r < a \\ K_l(\gamma r), r > a, \end{cases} \quad (82)$$

donde $J_l(k_T r)$ es una función Bessel del primer tipo y orden l , y $K_l(\gamma r)$ es una función Bessel modificada del segundo tipo y orden l . Por cada índice l , se tienen soluciones para constantes de propagación discretas β_{lm} , donde cada solución representa un modo. Un modo es descrito por los subíndices l y m que corresponden a su distribución azimutal y radial, respectivamente. También como se puede observar en la ecuación (82), un valor mayor de k_T causa una oscilación de mayor frecuencia en el núcleo, mientras que un γ mayor causa un decaimiento más rápido en la cubierta. Cabe mencionar que k_T y γ guardan la relación

$$k_T^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 = NA^2k_0^2, \quad (83)$$

por lo que al aumentar el valor de k_T , γ disminuye y el campo tiene una mayor penetración en la cubierta. A medida que k_T se vuelve mayor que NAk_0 , γ se vuelve imaginaria y el campo deja de estar confinado dentro del núcleo.

k_T y γ pueden ser normalizados definiendo los parámetros X y Y :

$$X = k_T a, Y = \gamma, \quad (84)$$

$$X^2 + Y^2 = V^2, \quad (85)$$

donde V es el parámetro V de la fibra y rige el número de modos que ésta soporta. Es definido de acuerdo con los parámetros de la fibra de la forma

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} NA. \quad (86)$$

Para fibras débilmente guiadas ($\Delta n \ll 1$), $u(r)$ es continua y su derivada es continua en $r = a$. Con esto se llega a la ecuación

$$X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_l(X)} = \pm Y \frac{K_{l\pm 1}(Y)}{K_l(Y)}, \quad (87)$$

con la cual, sabiendo V y l , es posible encontrar los valores para X o Y de manera gráfica buscando las intersecciones entre el lado derecho e izquierdo de la ecuación como se muestra en la figura 24.

4.2. Descomposición modal

En una fibra óptica multimodal, el número de modos que es capaz de transportar la fibra puede ascender a un gran número. Las propiedades físicas de la fibra óptica ocasiona que exista un intercambio de potencias entre los modos excitados, variando su forma individual y la distribución de intensidad del campo total. Adicionalmente, propiedades y condiciones físicas como defectos en el material y dobleces en la fibra óptica aumentan

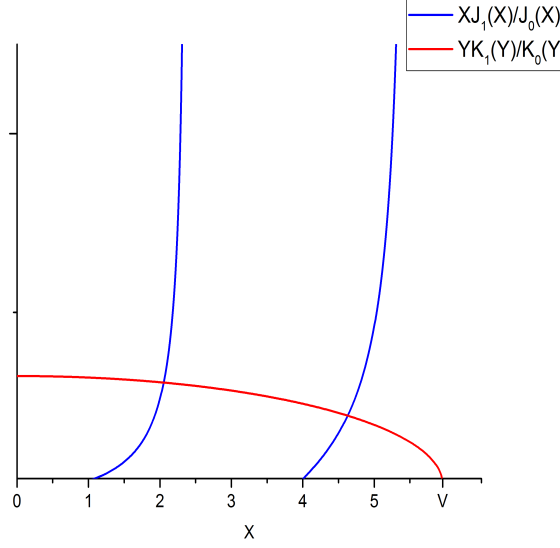


Figura 24: Representación gráfica de ecuación (87). El lado derecho e izquierdo de la ecuación es graficado contra X , con las intersecciones como soluciones. El lado derecho de la ecuación cruza con el eje en $X = V$ ($V = 5.95$ en este ejemplo).

estos efectos. Es por esto que el análisis de la propagación individual de los modos dentro de la fibra es importante. El método utilizado en este trabajo es por descomposición modal (Yoon *et al.*, 2012). El campo total que viaja en la dirección z $E(r, \phi, z)$ está compuesto por la interferencia de todos los modos propagados a la distancia z_0 . Esto es

$$E(r, \phi, z = z_0) = \sum_{l,m} a_{lm} u_{lm}(r, \phi) \exp^{-i\beta_{lm}z_0}, \quad (88)$$

donde los subíndices l y m son los índices azimutales y radiales de cada modo LP de la fibra óptica, u_{lm} es la distribución de amplitud del modo, β_{lm} es la constante de propagación del modo, y a_{lm} es el coeficiente de peso del modo.

Puesto que la distribución de amplitud de cada modo es determinada por los parámetros físicos de la fibra, ésta puede ser calculada como se describió en la sección anterior. Si el campo de entrada incidente es conocido, el coeficiente de peso puede ser calculado numéricamente mediante el traslape integral del campo $E(x, y)$ y la forma del modo $u_{lm}(x, y)$:

$$a_{lm} = \frac{|\int \int E(x, y) u_{lm}^*(x, y) dx dy|^2}{\int \int E(x, y) E^*(x, y) dx dy \cdot \int \int u_{lm}(x, y) u_{lm}^*(x, y) dx dy} \quad (89)$$

Si todos los coeficientes de peso de todos los modos soportados por la fibra son conocidos, es posible calcular la distribución de intensidad final después de propagarse por la fibra a una distancia arbitraria.

4.3. Resultados parciales

Para la realización de este trabajo se ha desarrollado una simulación para la distribución de potencia que toma un campo en una fibra óptica. Se utilizaron los siguientes parámetros para la fibra:

Tabla 2: Parámetros de entrada utilizados en la simulación de cálculo de los coeficientes de pesos modales.

Parámetro	Valor
Diámetro fibra	$6 \mu m$
Longitud de onda	632.8 nm
Índice de refracción	1.5
Apertura numérica	0.15

Utilizando estos parámetros se calcularon las constantes de propagación para los distintos modos soportados:

Tabla 3: Resultados obtenidos para el parámetro V de la fibra, número de modos soportados y constantes de propagación.

Parámetro	Valor
Parámetro V	4.4681
Número total de modos	4
Constante de propagación LP_{01}	14.8796
Constante de propagación LP_{11}	14.8583
Constante de propagación LP_{02}	14.8261
Constante de propagación LP_{21}	14.8323

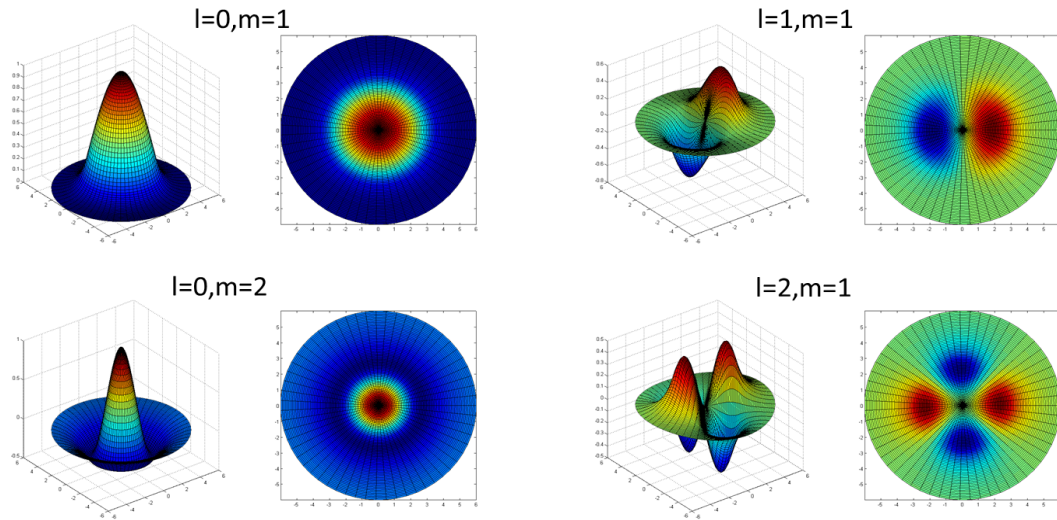


Figura 25: Simulación de los modos soportados por fibra óptica.

Los modos LP soportados por la fibra se muestran gráficamente en la figura (25). Para este caso, se consideró como entrada una onda gaussiana con una unidad de amplitud, incidiendo normalmente en la entrada de la fibra. Se calculó la distribución de coeficientes de pesos modales producidos por la onda, mostrada en la figura (26). Como se esperaba, la mayor parte de la potencia se encuentra en el modo principal LP_{01} .

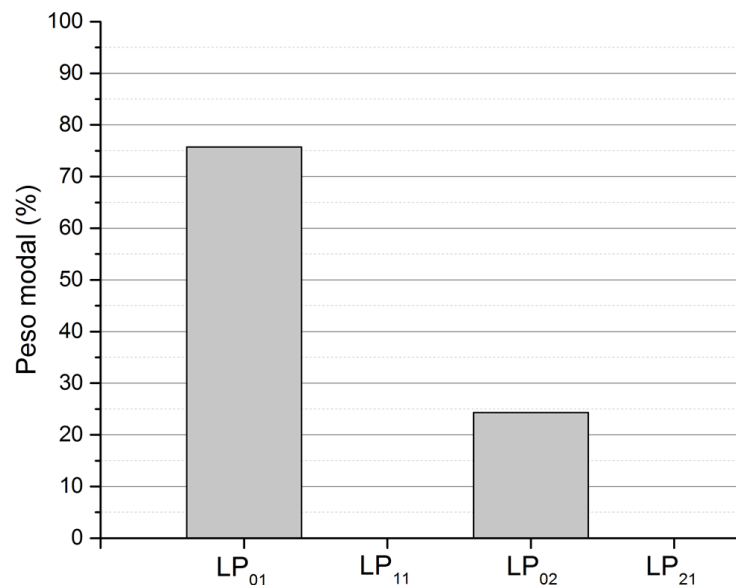


Figura 26: Cálculo de distribución de potencia en entrada de fibra óptica con una onda plana en incidencia normal.

Capítulo 5. Medios con desorden en fibras ópticas

En este capítulo se presenta un análisis del comportamiento de la luz al propagarse a través de una fibra óptica multimodal con desorden en su núcleo; se describen (i) propiedades estadísticas que presenta este medio desordenado, (ii) cálculos teóricos realizados para el comportamiento de luz que viaja a través de un medio desordenado, y (iii) la descripción del método propuesto para la fabricación de medios con aleatoriedad inducida.

Los resultados obtenidos a través de este sistema en situación pasiva podrán ser utilizados como base para el futuro análisis de un sistema con señal de bombeo para la formación de un láser aleatorio en fibra óptica.

5.1. Láseres aleatorios

Un láser aleatorio se caracteriza por la existencia de desorden en su medio de ganancia. En un láser convencional, el esparcimiento de luz que se propaga a través del medio activo se considera perjudicial al sistema, pues este esparcimiento causa pérdidas. Sin embargo, si el medio de ganancia es de esparcimiento fuerte, este fenómeno puede usarse para efectos positivos en la generación láser.

Durante su recorrido a través del medio con desorden, la luz es esparcida múltiples veces, cambiando su dirección y aumentando el camino óptico total recorrido por la luz a través del medio de ganancia, aumentando a su vez su amplificación (Cao, 2006). Se han estudiado diferentes materiales con desorden para la generación de láseres aleatorios, entre ellos polvos, plásticos y polímeros, materiales granulares, colorantes y vidrios porosos; de particular importancia han sido los láseres aleatorios generados en fibras ópticas (Turitsyn *et al.*, 2014).

En láseres convencionales, la cavidad óptica determina las características principales de la generación láser; un láser aleatorio no cuenta formalmente con una cavidad, por lo que sus características están definidas por las propiedades del medio de ganancia con desorden. Los láseres aleatorios se dividen en dos tipos dependiendo de los mecanismos de retroalimentación que utilizan: por retroalimentación coherente (amplitud) y no coherente (intensidad).

En un láser aleatorio con retroalimentación no coherente, el esparcimiento que sufre la luz es débil, y ocasiona que la fase de la onda se pierda. La ganancia en estos sistemas es proporcional al volumen del medio con desorden, y las pérdidas son proporcionales a su área. Su espectro de emisión no presenta líneas discretas en las frecuencias resonantes que dependerían de la cavidad en un láser convencional. En su lugar, el espectro depende únicamente de las líneas de emisión del medio activo y de la intensidad de bombeo; su espectro de emisión está centrado en la longitud de onda donde se tiene mayor ganancia. El ancho del espectro de emisión está en función de la intensidad de bombeo, volviéndose más estrecho al aumentar el bombeo. Este proceso es más lento que en láseres convencionales.

Para lograr que exista retroalimentación coherente, se necesita que el sistema cuente con esparcimiento fuerte. Esto aumenta la probabilidad que luz previamente esparcida regrese al mismo punto donde sufrió el esparcimiento, formando un lazo cerrado con su trayectoria. La generación láser llega a ocurrir cuando la amplificación en este trayecto supera las pérdidas, y cuando el cambio de fase dentro de este camino es igual a un múltiplo de 2π , lo cual determina las frecuencias de oscilación.

Para aplicaciones de proyecciones de imágenes e iluminación, luz coherente generada por láseres convencionales presenta la desventaja de generar patrones de speckle (descritos más adelante) al pasar a través de un medio con esparcimiento, que son indeseados para este tipos de aplicaciones. En contraste, un láser aleatorio puede emitir luz de baja coherencia espacial a causa del gran número de cavidades formadas por las diferentes trayectorias aleatorias que se recorre en el medio activo.

5.2. Láseres aleatorios en fibra óptica multimodal

Los láseres aleatorios generados en fibras ópticas no cuentan con una cavidad óptica formada por reflectores en sus extremos como se describió en secciones anteriores para láseres convencionales. En su lugar, la retroalimentación coherente necesaria para la generación láser es producida por el esparcimiento a causa del desorden inducido en el índice de refracción del núcleo de la fibra.

Las variaciones en el índice de refracción pueden ser producidas mediante grabación foto-inducida, exponiendo directamente al núcleo de la fibra óptica a ciertas longitudes de

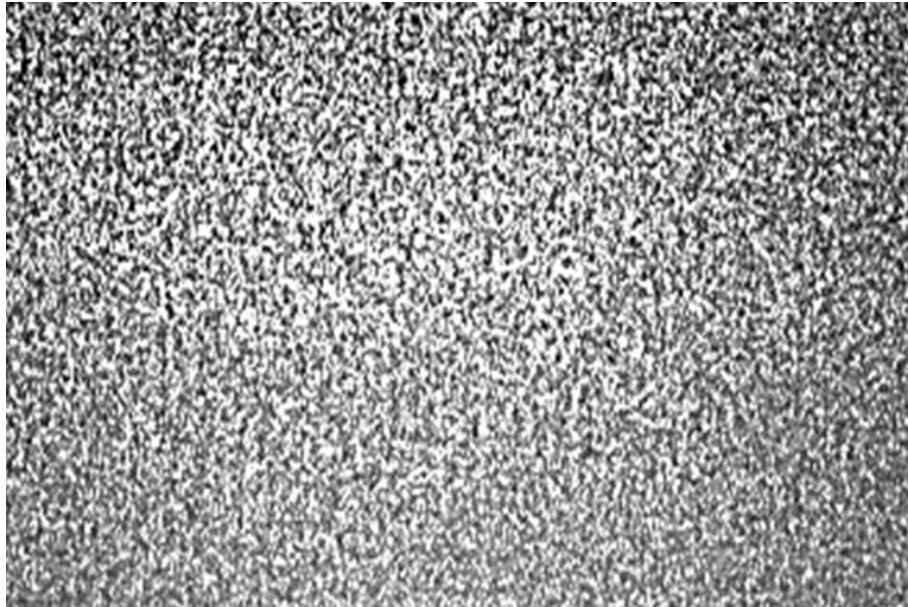


Figura 27: Ejemplo de patrón de speckle producido por luz transmitida a través de un difusor de cuarzo.

onda, determinadas por el material y dopantes utilizados. Se ha demostrado anteriormente en diferentes estudios que se puede inducir un incremento en el índice de refracción en fibras ópticas hechas a base de vidrio ZBLAN y dopadas con iones Pr^{3+} ((Bernier *et al.*, 2007),(Marshall *et al.*, 2010)). Estos cambios son grabados mediante pulsos de 120 fs centrados en 800 nm. Las variaciones logradas son en promedio del orden de $\Delta n \approx 1 \times 10^{-4}$ para vidrios ZBLAN.

Para producir la aleatoriedad en las variaciones del medio, se propone utilizar un difusor. Al incidir un haz sobre la superficie rugosa del difusor, la luz es esparcida e interfiere aleatoriamente consigo misma, generando un patrón denominado de moteado o de speckle, mostrado en la figura (27).

En este trabajo, se propone utilizar el arreglo mostrado en la figura (28) para el grabado de los patrones de speckle directamente en el núcleo de la fibra óptica de ZBLAN : Pr^{3+} . Se utiliza un láser pulsado de 120 fs con longitud de onda de 800 nm. Esta señal pasa por una lente cilíndrica, diafragma y difusor de cuarzo para ser enfocada en el núcleo fibra. Esto se encuentra montando en una base de traslación con movimiento en el eje z de la fibra. Un láser de 632.8 nm HeNe que viaja a través de la fibra es utilizado para monitorear los cambios utilizando un CCD en la salida de la fibra óptica.

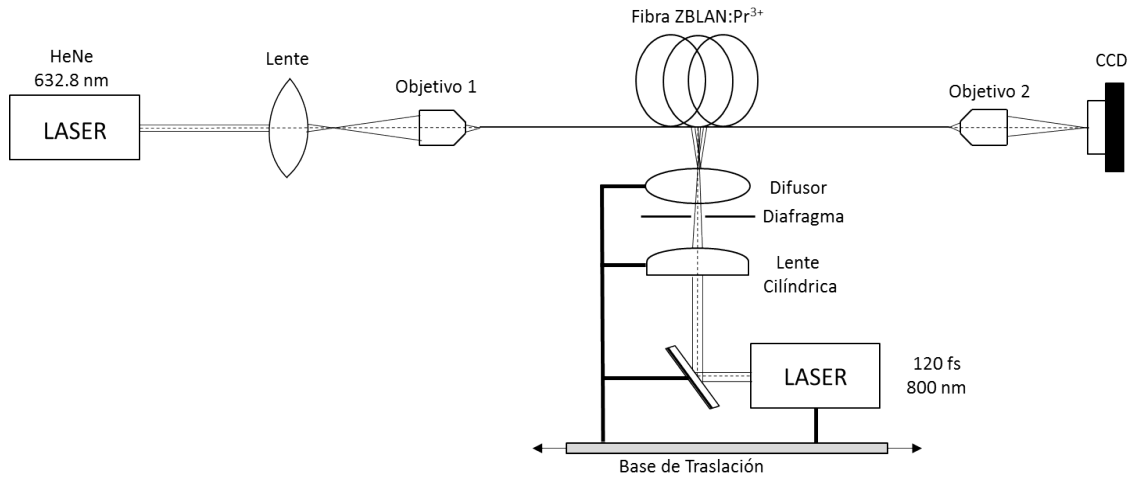


Figura 28: Arreglo experimental utilizado para la fabricación de aleatoriedades en fibra óptica $ZBLAN : Pr^{3+}$.

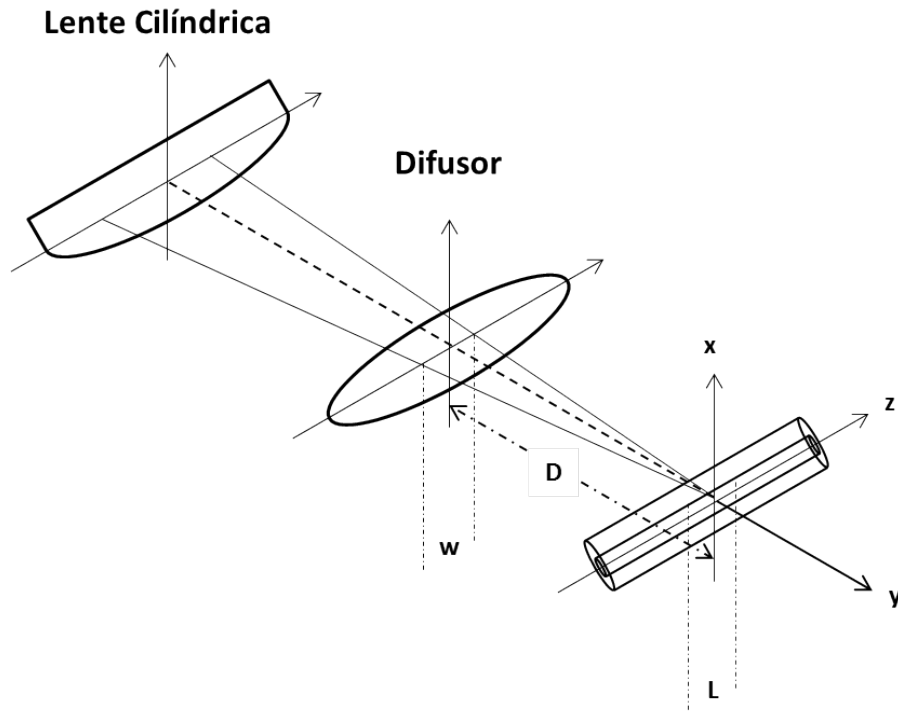


Figura 29: Diagrama esquemático de geometría considerada para grabado de variaciones aleatorias en el índice de refracción de la fibra óptica utilizando patrones de speckle.

5.3. Propiedades estadísticas del medio desordenado

Para comenzar a analizar el sistema, es necesario definir las propiedades estadísticas del desorden en el medio. Utilizando la geometría mostrada en la figura (29), las fluctuaciones espaciales de la constante dieléctrica $\epsilon(r)$ pueden ser caracterizadas estadísticamente por la correlación de dos puntos en el medio $K(\Delta r)$ (Cao, 2005), definida como

$$K(\Delta r) = \langle \delta\epsilon(r)\delta\epsilon(r') \rangle, \quad (90)$$

donde $r' = r + \Delta r$, y la expresión $\langle \dots \rangle$ denota el promedio sobre diferentes puntos del medio desordenado. $\delta\epsilon(r)$ es definida como

$$\delta\epsilon(r) = \epsilon(r) - \langle \epsilon(r) \rangle. \quad (91)$$

La correlación de las fluctuaciones de la constante dieléctrica puede ser expresada en función de las amplitudes complejas $A(r)$ de dos puntos (Puentes *et al.*, 2010) de la forma

$$K(\Delta r) = \langle \delta\epsilon^2 \rangle = \frac{|\langle A(r)A^*(r') \rangle|^2}{\langle |A(r)|^2 \rangle \langle |A(r')|^2 \rangle} \equiv \langle \delta\epsilon^2 \rangle |\mu(r', r)|^2, \quad (92)$$

donde $\langle \delta\epsilon^2 \rangle = 2n\Delta n$, que relaciona el cambio del índice de refracción Δn causado por la exposición, y $\mu(r', r)$ es conocido como el factor complejo de coherencia. Como se muestra en la geometría utilizada, es necesario conocer la correlación de las constantes dieléctricas en función de las tres coordenadas espaciales.

$$\mu(r', r) \approx \mu(r' - r) \approx \mu(x - x', 0, z - z')\mu(0, y - y', 0), \quad (93)$$

donde $\mu(x - x', 0, z - z')$ describe la correlación en los planos perpendiculares a la dirección de iluminación (ejes $\mathbf{x}$ y $\mathbf{z}$), mientras que $\mu(0, y - y', 0)$ describe la correlación en el plano paralelo (eje $\mathbf{y}$).

Por utilizar una lente cilíndrica, la distribución de intensidad será

$$I(\bar{x}, \bar{z}) \propto \exp\left(-\frac{\bar{x}^2}{L_x^2} - \frac{\bar{z}^2}{L_z^2}\right), \quad (94)$$

donde $\bar{x}$ y $\bar{z}$ son las coordenadas en el plano del difusor, y L_x y L_z son las longitudes de grabado en los diferentes planos. Esta distribución de intensidad puede ser utilizada para resolver las integrales de Fresnel, que definen las funciones de correlación en la

ecuación 93. Resolviendo las integrales se obtiene

$$|\mu(x - x', 0, z - z')|^2 = \exp[-(\frac{x - x'}{S_x})^2] \exp[-(\frac{z - z'}{S_z})^2] \quad (95)$$

$$|\mu(0, y - y', 0)|^2 \approx \frac{1}{\sqrt{1 + [\frac{y - y'}{S_y}]^2}}, \quad (96)$$

donde S_i describen las dimensiones espaciales del patrón de speckle. Estas dimensiones son

$$S_x = \frac{\lambda D}{\sqrt{2\pi n L_x}}, \quad (97)$$

$$S_y = \frac{\sqrt{3}\lambda D^2}{\pi n L_z^2}, \quad (98)$$

$$S_z = \frac{\lambda D}{\sqrt{2\pi n L_z}}, \quad (99)$$

donde D es la distancia del difusor al núcleo, n el índice de refracción original del núcleo, y L_i son las dimensiones donde se realiza la exposición a la longitud de onda de grabado sobre la fibra. Las dimensiones S_x , S_y y S_z describen las dimensiones espaciales del patrón de speckle.

En la figura (30) se muestra un cálculo numérico de estas dimensiones en función de la distancia D que existe entre el difusor y la fibra. Como se puede observar, las dimensiones espaciales dependen fuertemente de la distancia, creciendo rápidamente al aumentar la distancia D . Es necesario que estas dimensiones se mantengan comparables a la longitud de onda, por lo que para el arreglo físico es necesario mantener esta distancia lo más pequeña posible.

Sustituyendo las ecuaciones (95) y (96) en la ecuación 92, se obtiene la expresión para la correlación de las fluctuaciones introducidas al medio:

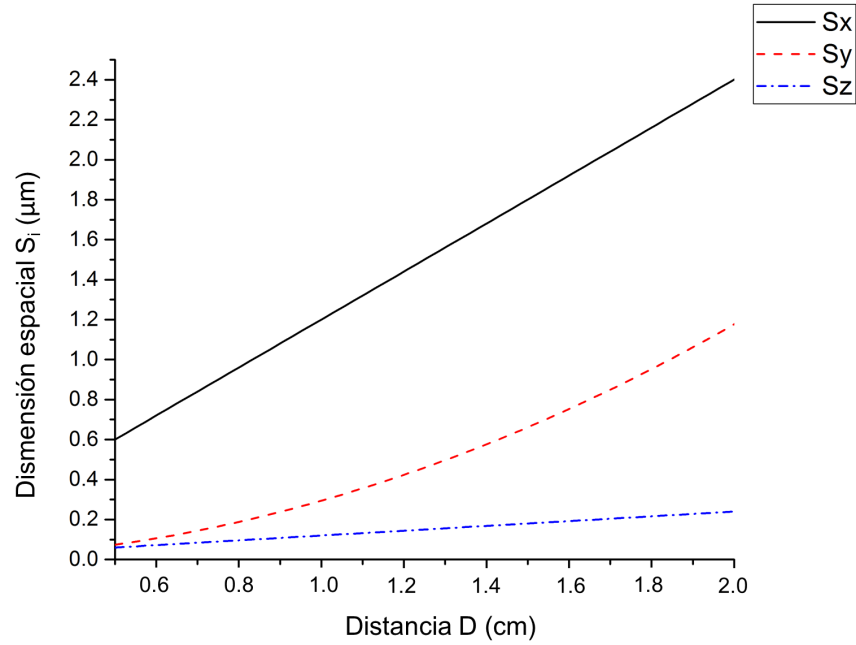


Figura 30: Gráfica de la variación de las dimensiones del patrón de speckle como función de la distancia de grabado D entre el difusor y el núcleo de la fibra, utilizando las dimensiones $L_x = 1mm$ y $L_z = 10mm$, y una longitud de onda de grabado de 800 nm.

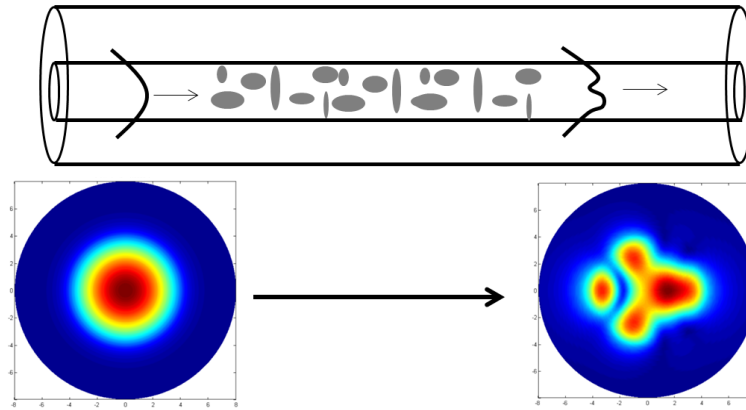


Figura 31: Resultados de simulación que muestran el cambio en la forma del campo propagado a través de una fibra óptica producido por un medio con desorden. Luz que viaja a través de una fibra óptica con desorden sufre intercambios entre las distribuciones de potencia de los modos soportados en relación con las fluctuaciones en el medio.

$$\langle \delta\epsilon(r)\delta\epsilon(r') \rangle \approx \langle \delta\epsilon^2 \rangle \exp\left[-\left(\frac{x-x'}{S_x}\right)^2\right] \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{y-y'}{S_y^2}\right]^2}} \exp\left[-\left(\frac{z-z'}{S_z}\right)^2\right] \quad (100)$$

Una onda que se propaga a través de una guía de onda con un medio desordenado

sufre un mezclado entre las potencias de los modos propagados. Esto causa que la potencia total que viaja por la fibra tienda a redistribuirse entre los modos soportados. Este intercambio de potencias contribuye a una baja coherencia en la señal de salida. En la figura (31) se muestran los resultados de una simulación en el cambio de la forma del campo producido al viajar a través de un medio con desorden.

La distancia que se necesita para lograr el mezclado está relacionada con el tamaño de la correlación del medio desordenado; la distancia aproximada a la que ocurre la redistribución equitativa de la potencia puede ser calculada de la forma (Puentes *et al.*, 2010):

$$l_{xx}^{-1} \sim \frac{\Delta n}{2n} \frac{\pi \omega^2 S_x S_y S_z}{c^2 a^2} = \frac{\Delta n}{n^4} \frac{\lambda_{grabado}^3 D^4}{\lambda^2 a^2 L_x L_z^3}, \quad (101)$$

donde a es el radio del núcleo de la fibra y $\lambda_{grabado}$ es la longitud de onda que se utiliza como iluminación. Las figuras (32) y (33) muestran la dependencia de la distancia de mezclado l_{xx} con la variación de la distancia D entre difusor y núcleo de fibra utilizando los parámetros de la fibra óptica de interés y diferentes cambios promedios en el índice de refracción Δn . Se puede observar que al aumentar la distancia D , y por ende, las dimensiones del patrón de speckle, la distancia a la que ocurre el mezclado l_{xx} disminuye, mientras que al disminuir los cambios en el índice de refracción Δn la distancia de mezclado aumenta, prácticamente perdiéndose para $\Delta n = 5 \times 10^{-5}$. Este resultado podría presentar problemas para la fabricación del desorden, debido a que los cambios en Δn logrados al grabar en fibra óptica ZBLAN se encuentran en el orden de 10^{-4} (Bernier *et al.*, 2007).

5.3.1. Simulación numérica de distribución de coeficientes de potencia por método de descomposición modal

Se desarrolló una simulación numérica para estudiar las distribuciones de potencias de los modos propagados al viajar a través de un medio desordenado. Esto tiene como objetivo determinar los parámetros con los que debe contar la aleatoriedad para su fabricación a futuro. Esta simulación fue escrita en MATLAB y está basada en el método de descomposición modal descrito anteriormente en la sección 4.2.

Para simular el medio con desorden, se generan matrices aleatorias que representan

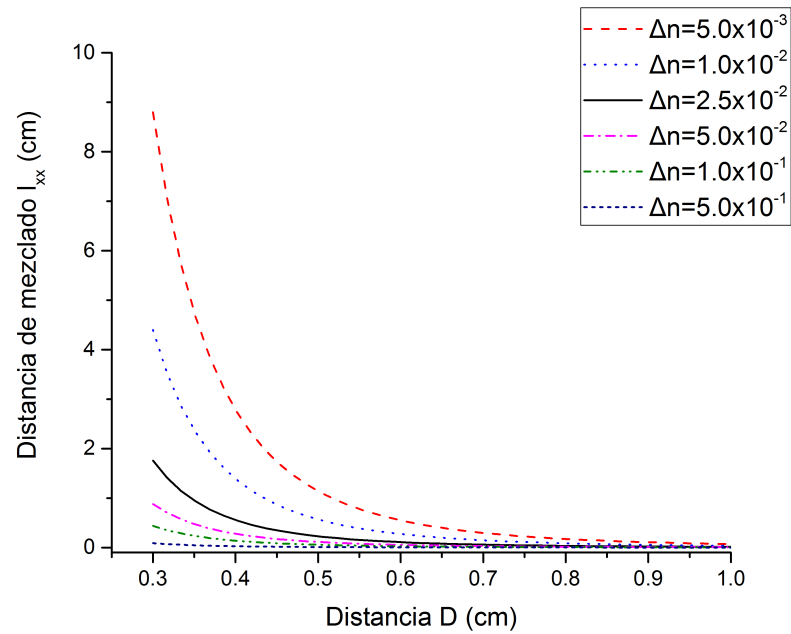


Figura 32: Comparación de la distancia l_{xx} a la que ocurre la redistribución equitativa de los modos propagados por la fibra contra la distancia D , utilizando diferentes variaciones en el índice de refracción Δn .

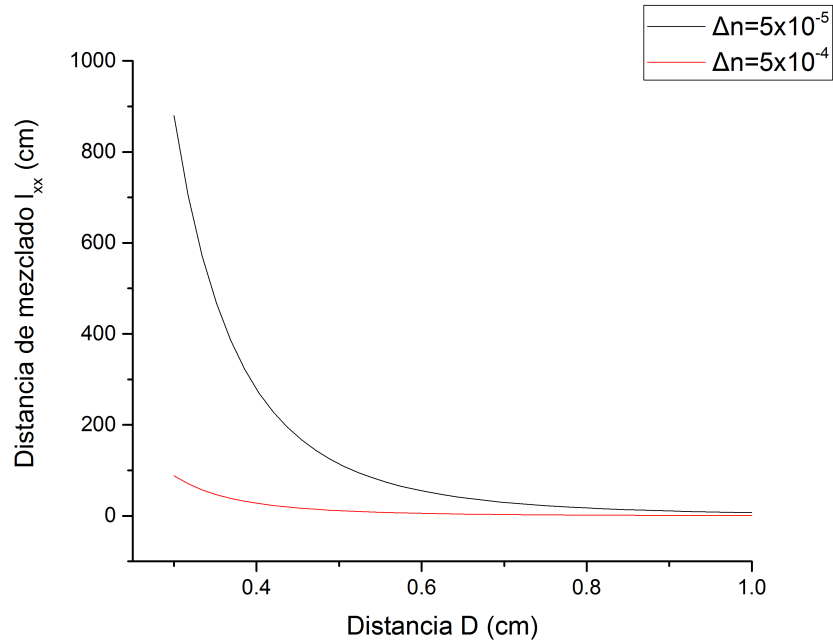


Figura 33: Comparación de la distancia l_{xx} a la que ocurre la redistribución equitativa de los modos propagados por la fibra contra la distancia D , utilizando diferentes variaciones en el índice de refracción Δn .

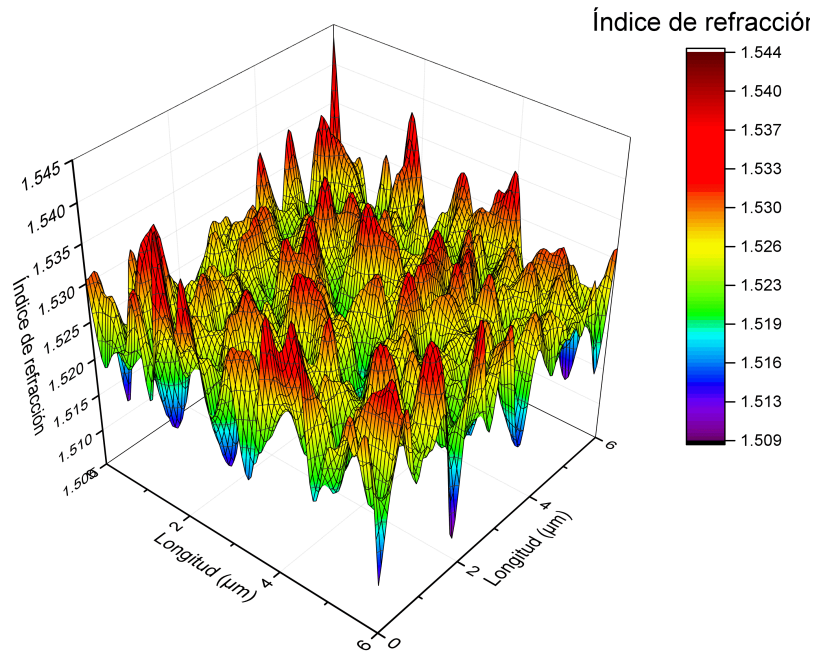


Figura 34: Simulación de variaciones aleatorias en el índice de refracción en el núcleo de la fibra óptica en dos dimensiones, utilizando una distribución gaussiana con $\langle \Delta n \rangle = 2.5 \times 10^{-2}$.

los cambios en el índice de refracción Δn en el núcleo de la fibra óptica. Las figuras (34) y (35) muestran ejemplos de matrices aleatorias con distribución normal utilizando $\langle \Delta n \rangle = 2.5 \times 10^{-2}$ y una longitud de correlación de $0.1017 \mu m$. Una nueva matriz es generada periódicamente cada cierta distancia Δz ; esta distancia equivale al tamaño de las manchas a lo largo del eje z de la fibra.

Utilizando estas variaciones en el índice de refracción del núcleo, y tomando en cuenta una onda plana con una unidad de potencia en la entrada de la fibra, se calculó el campo propagado a través de estos medios, calculando el peso individual de los modos soportados por la fibra en cada cambio de Δn utilizando el método de descomposición modal.

Para estas simulaciones, se toma en cuenta un tramo inicial de la fibra con un índice de refracción uniforme, un tramo intermedio con variaciones aleatorias Δn en el índice de refracción del núcleo, y un tramo final con índice de refracción uniforme nuevamente.

Cabe mencionar que a los resultados obtenidos que se presentarán a continuación se les aplica un filtro de suavizado; esto con el objetivo de mostrar con más claridad la tendencia en el intercambio de energía de alcanzar un equilibrio. En la figura (36) se

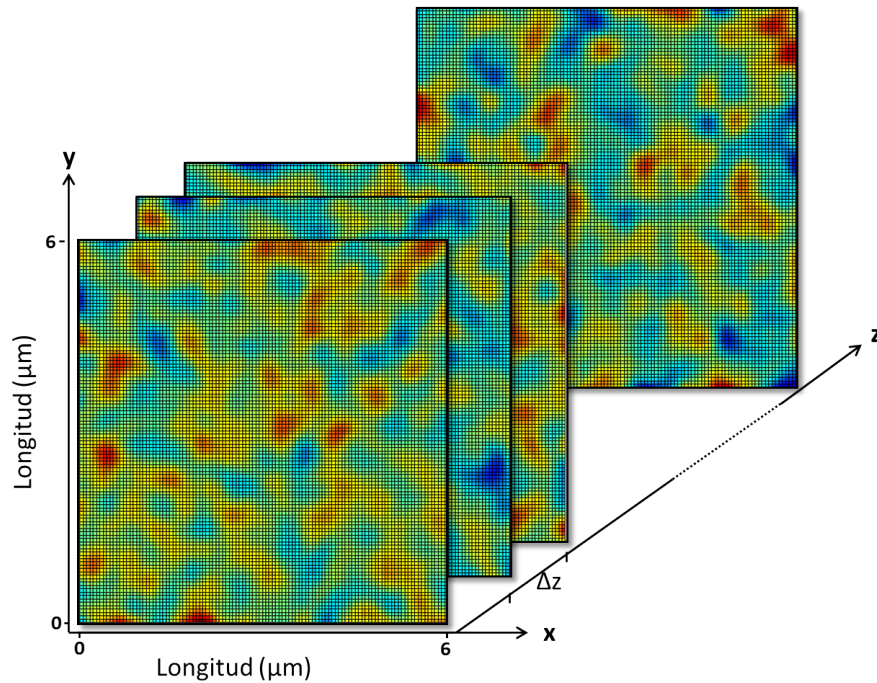


Figura 35: Matrices de variaciones aleatorias de Δn generadas a lo largo del eje z la fibra óptica.

presenta un ejemplo de los datos sin suavizar. En este caso se puede observar que el cambio del coeficiente de peso de un modo puede ser positivo o negativo en cada cambio de pantalla de fase aleatoria, $100 \mu m$ para este ejemplo; sin embargo, en promedio su coeficiente de peso tiende a alcanzar un equilibrio (0.5).

Uno de los fenómenos que se desea analizar es cómo afecta el tamaño promedio de las variaciones en el índice de refracción (o el tamaño promedio del patrón de speckle) a la distancia a la que ocurre la transferencia de pesos entre los diferentes modos. Para esto, se consideró un sistema con dos modos (LP_{01} y LP_{11}) utilizando los parámetros de la fibra óptica de interés y $NA = 0.10$. Se calcularon sus coeficientes de pesos para recorridos con diferentes tamaños de variaciones.

En la figura (37) se presentan ejemplos de diferentes tamaños de los patrones de speckle con distribución normal que se utilizaron, y en la figura (38) se muestran los resultados para los coeficientes de pesos calculados para ambos modos utilizando una variación promedio en el índice de refracción del núcleo $\Delta n = 0.025$. Estos resultados muestran como al aumentar el tamaño promedio de las variaciones aumenta la distancia en la que ocurre el mezclado de los coeficientes de peso, perdiéndose este efecto si el tamaño pasa de cierto umbral.

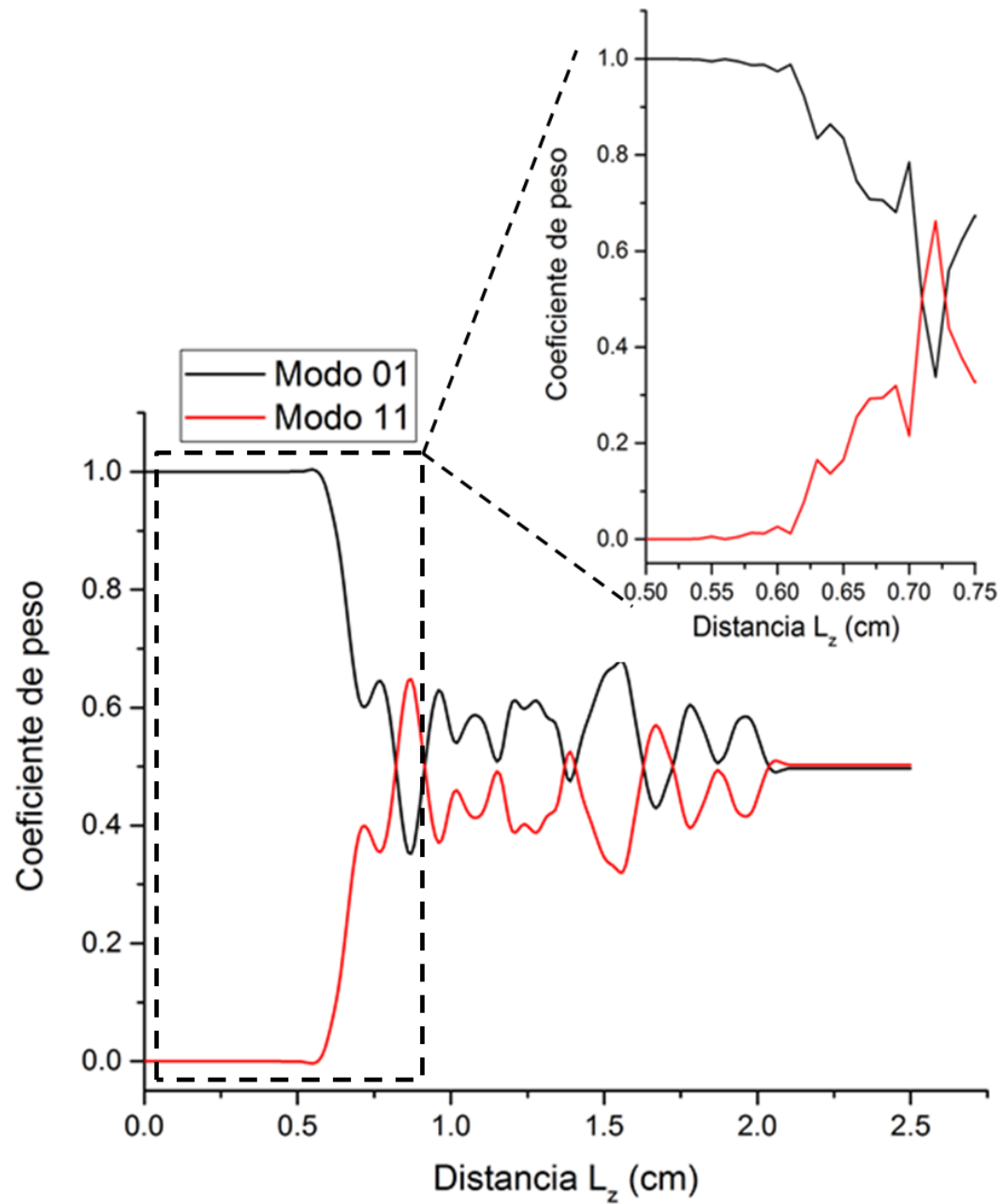


Figura 36: Ejemplo de el intercambio de peso entre dos modos, en el que un modo puede ganar o perder energía hasta alcanzar un equilibrio.

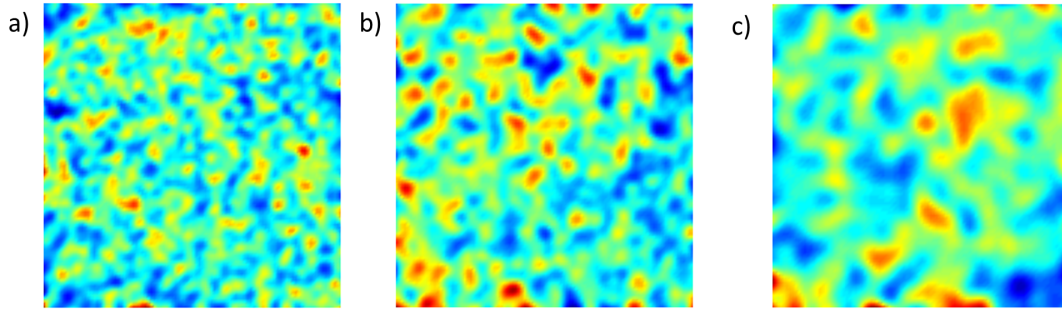


Figura 37: Simulaciones muestra para patrones de speckle de diferentes tamaños promedio utilizando una distribución normal. Se consideraron patrones simétricos ($S_x = S_y = S$) con las dimensiones (a) $S=0.187 \mu m$, (b) $S=0.3482 \mu m$ y (c) $S=0.481 \mu m$.

Otro factor importante que es necesario analizar es cómo afecta el valor promedio de la variación en el índice de refracción del núcleo Δn . Al igual que en el caso anterior, se utilizó un sistema con dos modos para este análisis, y se utilizó un tamaño promedio de las manchas de $S = 0.187 \mu m$ en base a los resultados anteriores.

La figura (39) muestra los resultados para los coeficientes de pesos de ambos modos utilizando tres diferentes valores de Δn utilizando un valor constante para el tamaño del patrón de speckle de $S = 0.187 \mu m$. Estos resultados muestran como al aumentar Δn la distancia a la que ocurre el mezclado entre los modos disminuye. El grado con el que ocurre este efecto también depende de Δn , disminuyendo casi por completo si $\Delta n < 0.022$. Esto ocurre porque, al presentarse cambios en Δn con la suficiente variación, la diferencia promedio entre las constantes de propagación tiende a disminuir, acercándose a la condición para que se de el empatamiento de fases ($\Delta\beta = 0$) permitiendo el intercambio completo de energía entre modos.

Tabla 4: Parámetros de entrada utilizados en la simulación.

Parámetro	Valor
Diámetro fibra	$6 \mu m$
Longitud de onda	632.8 nm
Índice de refracción	1.5
Cambio de índice de refracción	0.025
Varianza	$0.187 \mu m$
Apertura numérica	0.15

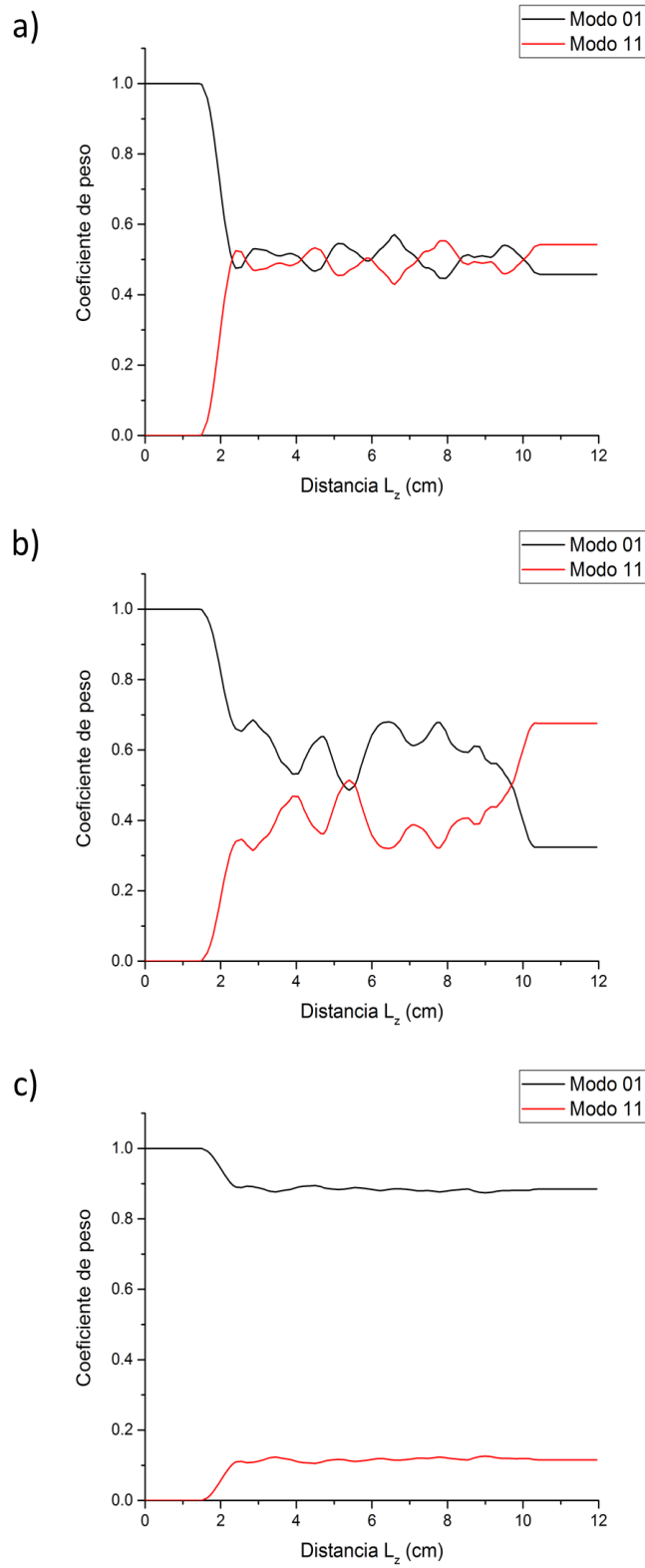


Figura 38: Resultados para el cálculo de los coeficientes de peso de dos modos propagándose a través de una fibra óptica con las variaciones en el índice de refracción de su núcleo de tamaño promedio (a) $S=0.187 \mu\text{m}$, (b) $S=0.3482 \mu\text{m}$ y (c) $S=0.481 \mu\text{m}$. Para todos los casos se utilizó $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$.

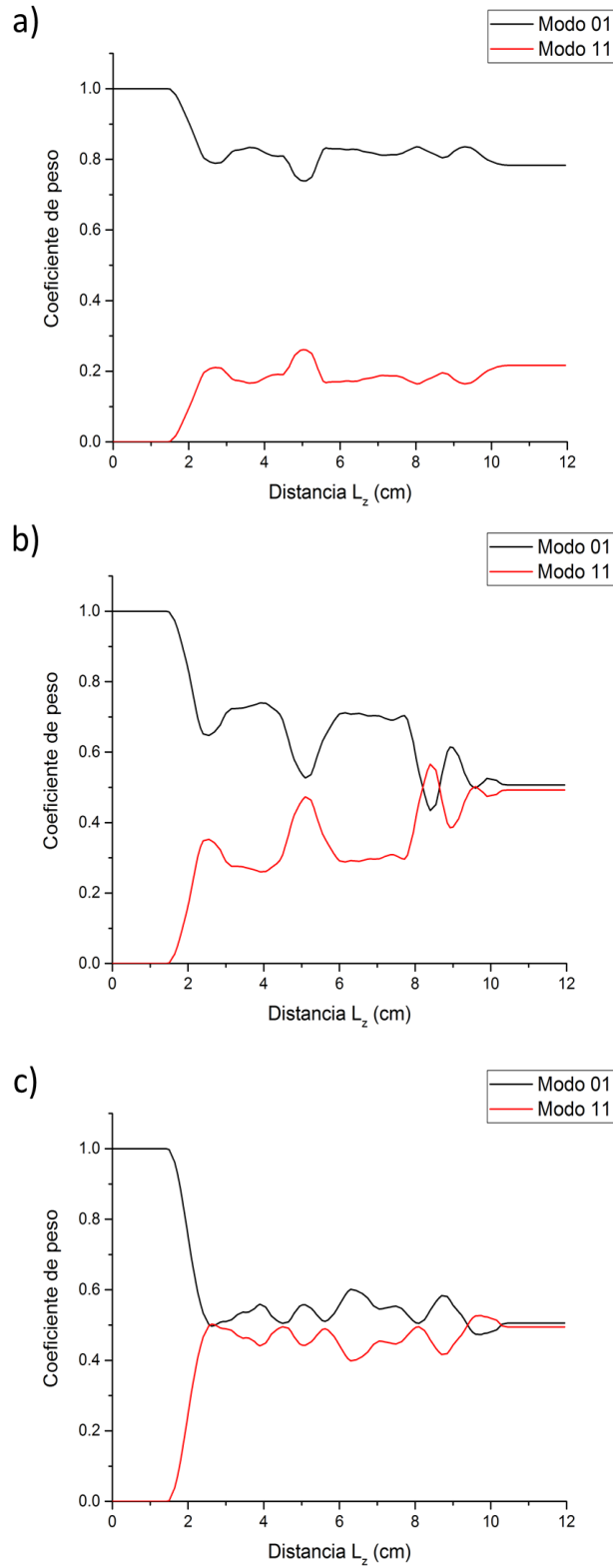


Figura 39: Resultados para el cálculo de los coeficientes de peso de dos modos propagándose a través de una fibra óptica con una variación promedio en el índice de refracción de su núcleo de (a) $\Delta n = 0.021$, (b) $\Delta n = 0.023$ y (c) $\Delta n = 0.025$, utilizando para todos los casos un tamaño promedio del patrón de speckle de $S=0.187 \mu\text{m}$.

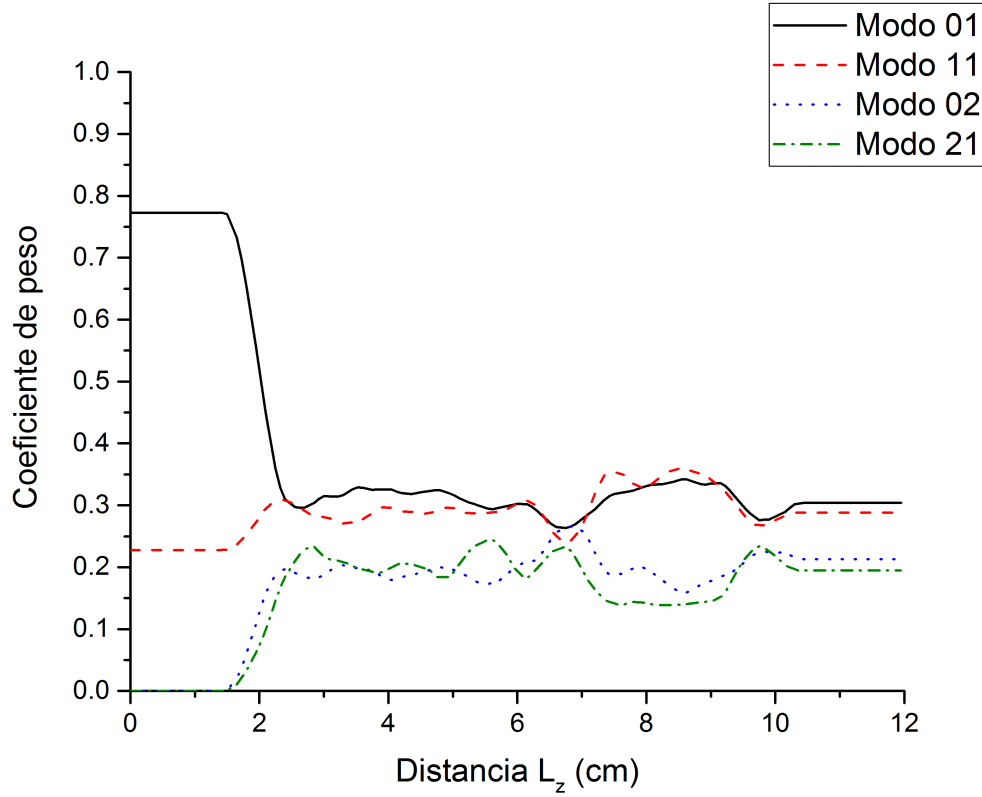


Figura 40: Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 4 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187 \text{ um}$ y utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$ con una distribución normal.

Tomando en cuenta los resultados anteriores, se hizo el cálculo utilizando los parámetros de la fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺, listados en la tabla 4. Los pesos modales calculados en cada punto se muestran en la figura (40). De manera similar a las simulaciones anteriores para dos modos, los cuatro modos posibles que permite la fibra óptica (LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} y LP_{02}) tienden a distribuir sus coeficientes de peso de manera equitativa, intercambiando sus coeficientes de peso dentro de un rango.

La figura (41) muestra con mayor detalle el momento en el que ocurre el mezclado entre los coeficientes de peso de los cuatro modos. Se puede observar una distancia $l_{xx} \approx 1.5 \text{ cm}$ a la que ocurre el mezclado de los coeficientes de pesos de los cuatro modos. Utilizando los resultados mostrados en la figura (32), esta distancia de mezclado corresponde a utilizar una distancia $D = 0.30 \text{ cm}$ entre el difusor y el núcleo de la fibra óptica durante la fabricación de la aleatoriedad para $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$.

También se observaron los cambios producidos al intercambiar la distribución normal

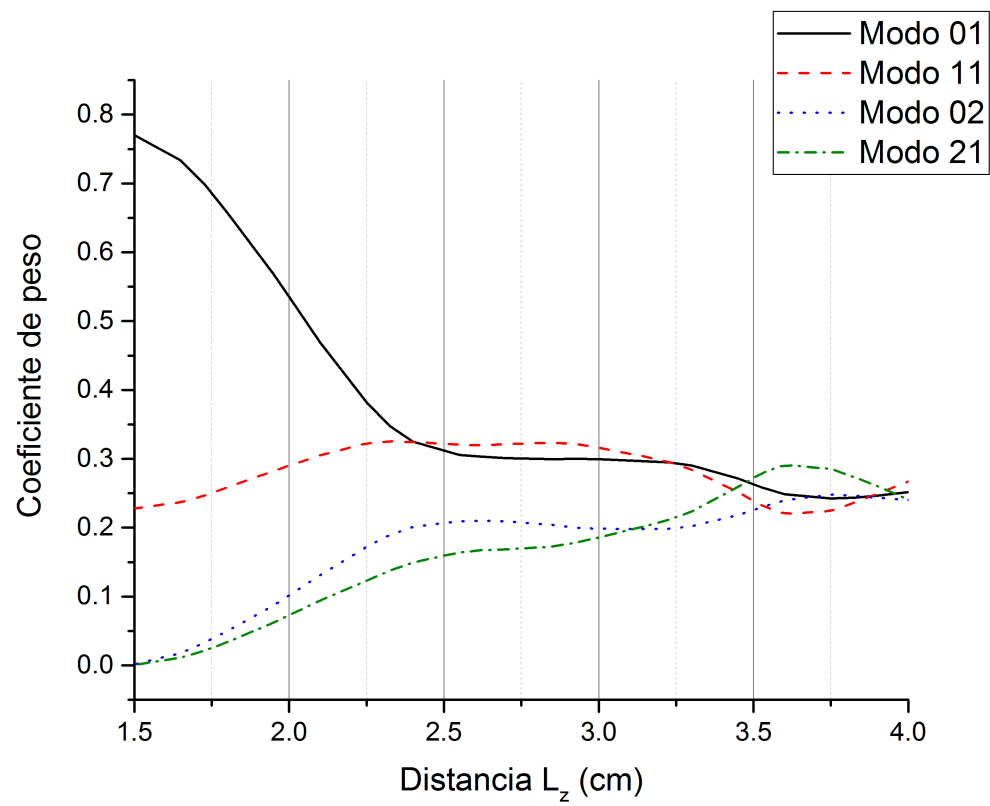


Figura 41: Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 4 modos, mostrando la distancia de mezclado de los coeficientes.

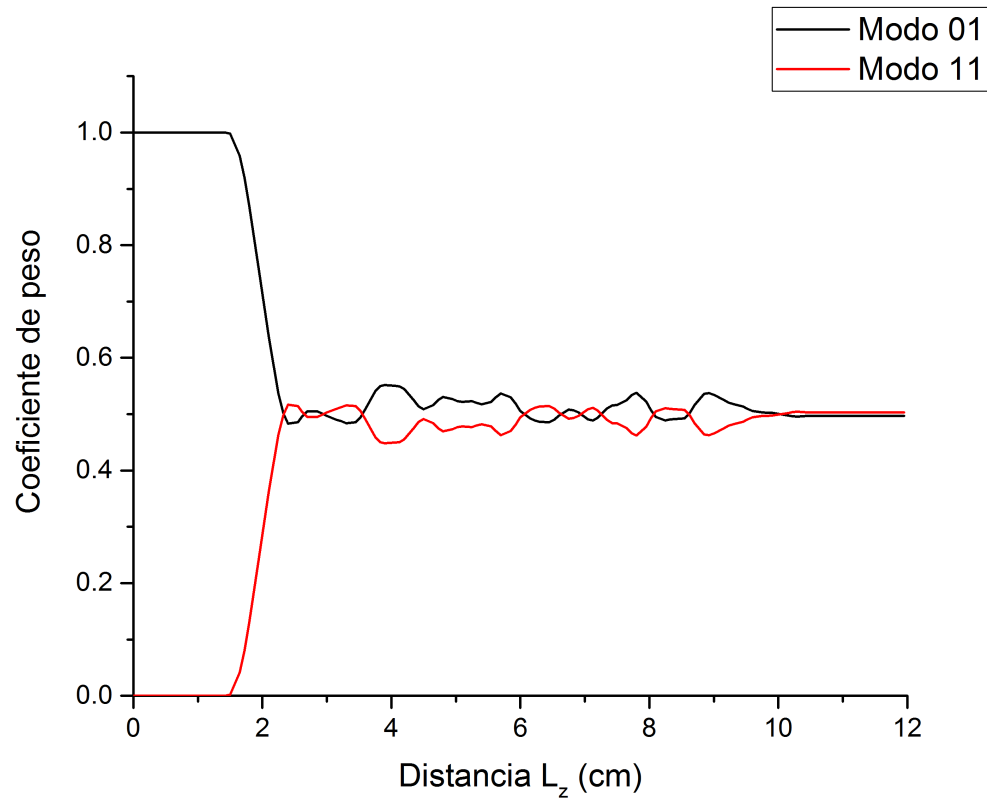


Figura 42: Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 2 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187 \text{ um}$ y utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$ con una distribución exponencial.

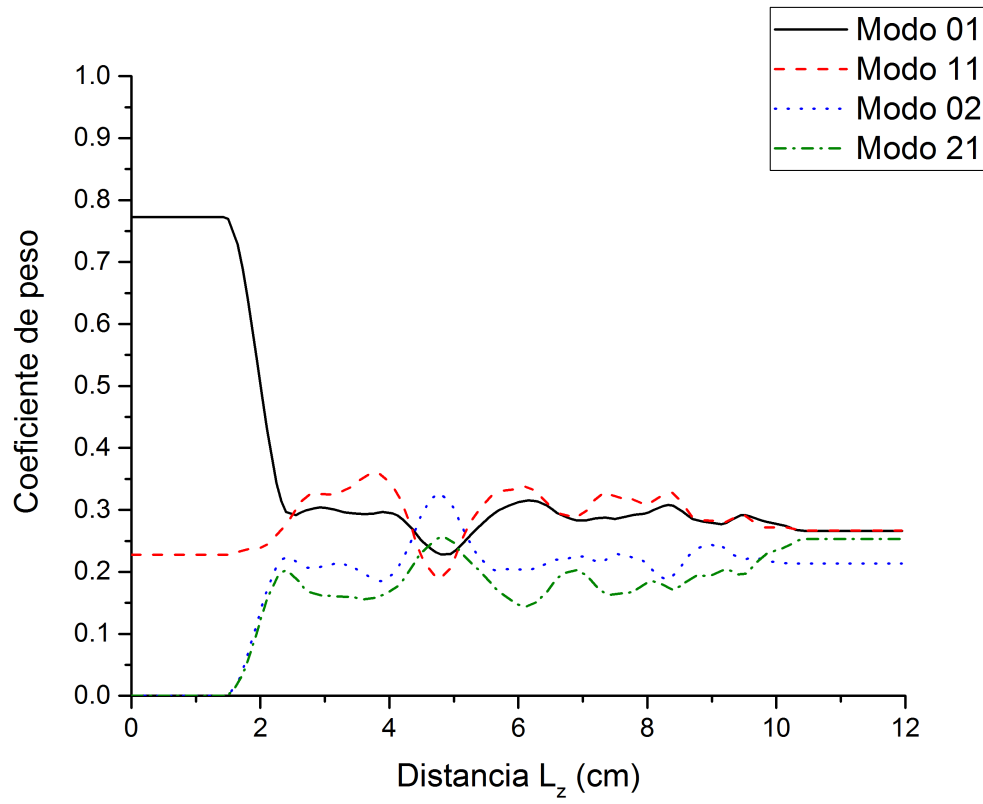


Figura 43: Resultados de la simulación de la variación de los coeficientes de peso para 4 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187$ μm y utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 2.5 \times 10^{-2}$ con una distribución exponencial.

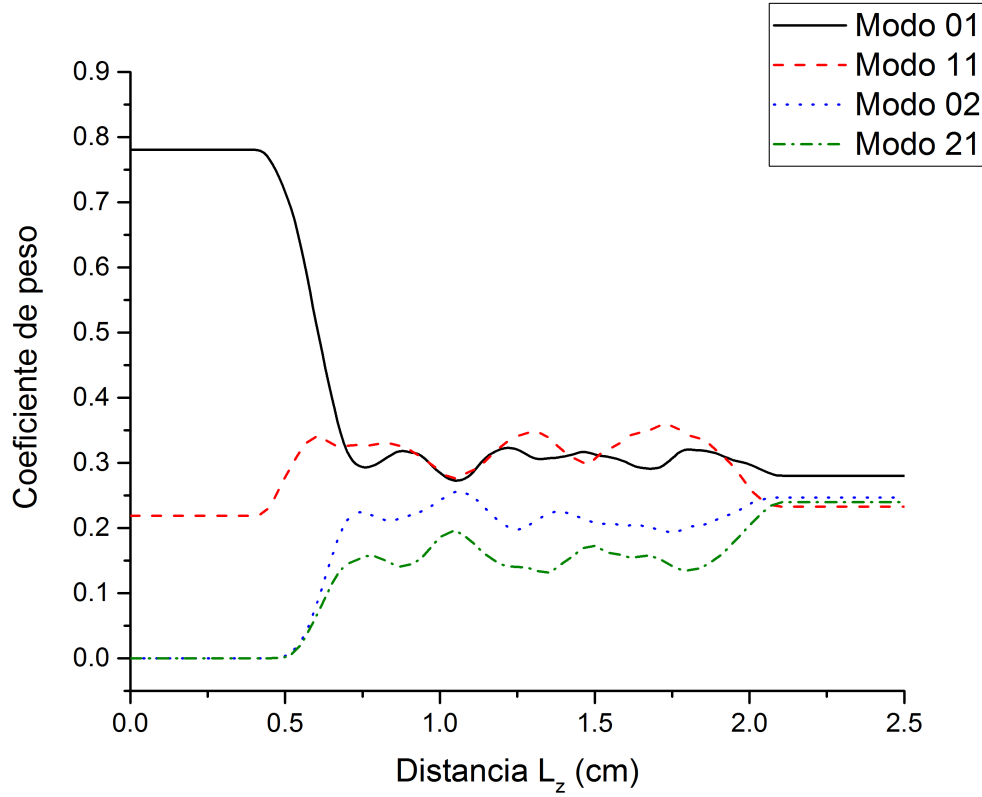


Figura 44: Resultados obtenidos para una longitud de onda de 605 nm, utilizando un logrados para la reducción de fluctuaciones en los coeficientes de peso para 4 modos, con un tamaño promedio del desorden $S=0.187$ μm , utilizando variaciones en el índice de refracción $\Delta n = 1.5 \times 10^{-2}$ con una distribución exponencial, separados por una distancia de 100 μm .

del desorden utilizada previamente por una distribución exponencial. Estos resultados se muestran en la figura (42) para dos modos y en la figura (43) para cuatro modos, en ambos casos utilizando los mismos parámetros usados para las simulaciones anteriores. La distancias de mezclado tiende a reducirse al utilizar una distribución exponencial, al igual que el rango de fluctuaciones en los coeficientes de peso.

Por último, se repitieron los cálculos al utilizar una longitud de onda $\lambda = 605\text{nm}$. Esto debido a que 605 nm es una de las líneas principales de emisión que se esperaría obtener al fabricar un láser aleatorio en fibra óptica ZBLAN: Pr^{3+} . Los resultados se muestran en la figura (44). Debido a la poca diferencia que existe entre las longitudes de onda utilizadas, los cambios en las características de los modos soportados son mínimos, y se obtuvieron resultados similares a los que ya fueron mencionados.

5.4. Conclusiones Parciales

Los resultados obtenidos en esta simulación muestran que, al comenzar a viajar a través del medio con desorden, los coeficientes de peso de los modos propagados sufren una redistribución entre ellos mismos.

Se realizaron diferentes simulaciones utilizando diferentes parámetros para la generación del desorden en el núcleo, variando el cambio promedio en Δn y sus dimensiones promedio. En estos casos, los resultados obtenidos son similares, cambiando la distancia a la que ocurre la redistribución de los coeficientes de peso.

Al propagarse a través del medio con desorden, los coeficientes tienden a distribuirse equitativamente; para el caso de la fibra *ZBLAN* : Pr^{3+} que soporta 4 modos, éstos tienden a acercarse a 0.25 en sus coeficientes de peso. El promedio de las variaciones en el índice de refracción y el tamaño de estas variaciones, así como el tipo de distribución que posee el medio desordenado, tienen un efecto notable en la distribución de los coeficientes de peso.

Estos resultados muestran la relación entre las propiedades del medio con desorden y el cambio en la distribución de sus potencias modales, y pueden ser utilizados como punto de partida para determinar los parámetros a utilizar en la fabricación del desorden en el núcleo de la fibra.

Capítulo 6. Conclusiones

En este trabajo se desarrolló principalmente por el interés en el futuro desarrollo de láseres aleatorios en fibras ópticas en longitudes de onda en el rango visible e infrarrojo cercano para aplicaciones de imagen y biomédicas. Para esto, fue necesario el estudio de los diferentes esquemas de excitación que se podrían utilizar para el proceso de amplificación óptica, así como los materiales a utilizar.

Se propuso en un principio la utilización de fibras ópticas fabricadas a base de vidrio de fluorozirconato ZBLAN. Este tipo de fibras ópticas ofrecen la ventaja de poder ser utilizadas como material huésped para un gran número de tierras raras, permitiendo un amplio rango de ventanas de operación, incluyendo en los espectros visibles e infrarrojo. Este rango de espectros fue elegido para estar dentro de la llamada "ventana biológica"; éste es el rango de longitudes de onda donde la luz tiene mayor longitud de penetración en tejidos biológicos, y se encuentra entre 600 y 1350 nm.

El interés en desarrollar un láser aleatorio en lugar de un láser convencional, surgió por la capacidad que tienen estos tipos de láseres para generar emisiones de luz con baja coherencia. Este tipo de emisiones son deseadas para aplicaciones de imagen para evitar la formación de patrones de speckle que se dan al utilizar fuentes de luz coherentes.

Se determinó al Praseodimio (Pr) como el mejor candidato a utilizar como dopante por su rango de emisiones en el espectro visible de 600 a 700 nm, así como por los esquemas de excitación que permite utilizar; por excitación convencional y por conversión ascendente al utilizarse Iterbio (Yb) como co-dopante. Se decidió enfocar este trabajo principalmente en el esquema por excitación convencional, y se desarrollaron las ecuaciones de tasa utilizadas para estudiar el comportamiento de la oscilación láser. Utilizando los parámetros de la fibra óptica ZBLAN:Pr³⁺ y diferentes potencias de bombeo posibles se calcularon diferentes longitudes óptimas para la formación de la cavidad óptica. Se eligió utilizar un diodo láser de 450 nm y 2 W de potencia como haz de bombeo, por lo que la longitud óptima de la cavidad calculada fue de 23.8 cm.

Se realizaron mediciones para determinar el espectro de absorción de la fibra, y en base a esto y a los parámetros conocidos de la fibra se calculó el espectro de emisión esperado. A continuación se pasó a construir el arreglo físico para la generación láser en

la fibra. Una vez que se logró obtener la oscilación láser, se realizaron mediciones para caracterizar la señal obtenida y se compararon los resultados obtenidos con lo que se obtuvo en los cálculos teóricos y con los resultados de otros trabajos.

Como segunda parte del trabajo, se estudió la propagación de luz en fibras ópticas, teniendo como objetivo determinar numéricamente la distribución modal esperada en ZBLAN:Pr³⁺. Después se estudiaron las propiedades que poseen los láseres aleatorios, con énfasis en los láseres aleatorios fabricados en fibras ópticas. Se presentó un modelo analítico para el estudio de las propiedades estadísticas del medio con desorden. Se desarrolló una simulación numérica con el objetivo de determinar las características que debe poseer el medio con desorden para la redistribución de los coeficientes de peso de los modos propagados.

Los resultados fueron utilizados para analizar el efecto que tienen la magnitud de las variaciones en el índice de refracción y las dimensiones espaciales de estas variaciones sobre la capacidad de los modos para intercambiar energía entre ellos. Es importante mencionar que los cambios en el índice de refracción que se han logrado en diferentes trabajo se encuentran en el orden de 10^{-4} , mientras que los cambios en el índice de refracción necesarios para lograr la distribución de energía entre los modos encontrados en este trabajo se encuentran en el orden de 10^{-2} , por lo que será necesario la investigación de diferentes técnicas de fabricación para aumentar la intensidad en el cambio de índice de refracción.

Lista de referencias bibliográficas

- Bernier, M., Faucher, D., Vallée, R., Salimina, A., Androz, G., Sheng, Y., y S.I., C. (2007). Bragg gratings photoinduced in zblan fibers by femtosecond pulses at 800 nm. *Optics Letters*, **32**(65).
- Cao, H. (2005). Review on latest developments in random lasers with coherent feedback. *J. Phys. A*, **38**.
- Cao, H. (2006). Lasing in random media. *Institute of Physics Publishing*.
- Changhyeong, Y., Youngwoon, C., Moonseok, K., Jungho, M., Donggyu, K., y Wonshik, C. (2012). Experimental measurement of the number of modes for a multimode optical fiber. *Optics Letters*, **37**.
- Digonet, M. J. F. (2001). *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Marcel Dekker.
- Goodman, J. W. (1968). *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill.
- Juárez, M. (2013). *Propuesta de esquemas de excitación usando diodos-láser en rojo para láseres de fibra con emisión en UV, azul e IR*. Tesis de maestría, Centro de Investigaciones en Óptica.
- Marcuse, D. (1991). *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Academic Press.
- Marshall, G. D., Williams, R. J., Jovanovic, N., Steel, M. J., y Withford, M. J. (2010). Point-by-point written fiber-bragg gratings and their application in complex grating designs. *Optics Express*, **18**(19).
- McCumber, D. (1964). Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, **136**(4A).
- Okamoto, H., Kasuga, K., Hara, I., y Kubota, Y. (2008). Over-10 mw broadband pr^{3+} :zblan-fibre light source at 635 nm pumped by gan ld. *Electronics Letters*, **44**.
- Puente, N. (2010). *Propagación de luz en guías de onda con inhomogeneidad en volumen*. Tesis de maestría, Universidad Autónoma de Baja California.
- Puente, N., Chaikina, E., Herath, S., y A., Y. (2010). Fabrication, characterization, and theoretical analysis of controlled disorder in the core of optical fibers. *Applied Optics*, **50**(6).
- Richter, A., Shceife, H., Heumann, E., Huber, G., Seelert, W., y Dening, A. (2005). Semiconductor laser pumping of continuous-wave pr^{3+} -doped zblan fibre laser. *Electronics Letter*, **41**(14).
- Ruiz, V. (2010). *Scattering of light from random rough surfaces*. Tesis de maestría, University of London.
- Saleh, B. E. A. (1991). *Fundamentals of Photonics*. Wiley.
- Turitsyn, S., Babin, S., Churkin, D., Vatrik, I., Nikulin, M., y Podivilov, E. (2014). Random distributed feedback fibre lasers. *Physics Reports*, **542**.

- Yoon, C., Choi, Y., Kim, M., Moon, J., Kim, D., y Choi, W. (2012). Experimental measurement of the number of modes for a multimode optical fiber. *Optics Letter*, **37**(21).
- Zhu, X. y Peyghambarian, N. (2010). High-power zblan glass fiber lasers: Review and prospect. *Advances in OptoElectronics*, **2010**.

Apéndice A. Simulación medio con desorden

Programa desarrollado en MATLAB para el cálculo de la distribución modal de luz propagándose en una fibra óptica con variaciones aleatorias en el índice de refracción de su núcleo. Como resultado genera los coeficientes de peso de cada modo soportado por la fibra en intervalos definidos por el usuario.

```
function pesosmodalesmediodesorden
clc
clear all
%Parámetro de fibra
a=3; ncore=1.5; NA=.15; d=2*a;
deltan=2.5e-2; %Cambios promedios en índice de refracción
vari=(deltan/10)^2; %Varianza de los cambios
%vari=3e-3; %Varianza de distribución
lamb=.6328; P=1; %Longitud de onda (um)
V=2*pi*a*NA/lamb; %Parámetro V
ko=2*pi/lamb; %Número de onda
Lz=100000; %Longitud fibra (um)
deltaz=100; %Distancia entre cambios en n (um)

[f1,r1] = meshgrid((0:360/99:360)*pi/180,0:d/99:d);
r=0:d/99:d;
f=0:360/99:360;
f=f.*(pi/180);
[X1,Y1] = pol2cart(f1,r1);

%[x X]=modos(V)

%Parámetros para 4 modos.
X=[1.9410 4.2420 3.0690 4.0500];
x=[2 1 1];

%Parámetros para 2 modos.
% x=[1 1];
% X=[1.701 2.71];

[li mi]=size(x);
```

```

M=sum(x); %Número total de modos
kt=zeros(1,M);
ky=zeros(1,M);
betalm=zeros(1,M);
Y=sqrt(V^2-X.^2); %Parámetro Y
[m n]=size(r1);

%Intervalo de datos que a grabar en memoria
lag=Lz/100;
grabador=0;

for i=1:M
    kt(i)=X(i)./a;
    ky(i)=Y(i)./a;
    %Constantes de propagación
    betalm(i)=sqrt((ncore^2*ko^2)-kt(i)^2);
end

%Campo de entrada
E0=P.*exp(-r1.^2./50).*exp(-1i.*(ko.*r1.^2./(2*50)));

at=zeros(M,m,n);
pow1=zeros(1,M);
m1=m;n1=n;
zf=0;
ncc=zeros(1,m,n);

% h=figure; % Instrucciones para video
% set(h, 'Visible','off');
% set(h, 'Color','white'), set(h,'Renderer','zbuffer');
% set(h, 'Position', [100, 100, 1204, 768]);
% writerObj = VideoWriter('test.avi'); %Nombre de archivo
% writerObj.FrameRate = 4;
% open(writerObj);

p=0;
c=1;

%Cálculo de forma de los modos

```

```

for l=0:mi-1
for m=1:x(l+1)
at(c, :, :) = int01fr(r1, f1, kt(c), ky(c), a, l);
c=c+1;
end
end

%Ciclo principal
while p<Lz
pow=zeros(1,M);
for ii=1:M
a1=squeeze(at(ii, :, :)); %Forma del modo

%Integraciones numéricas
t=abs(dobi(f1, r1, (E0).*conj(a1))).^2;
t2=dobi(f1, r1, abs(E0).^2);
t3=dobi(f1, r1, abs(a1).^2);
pow(ii)=t/(t2*t3); %Coeficiente de peso
end

pow=abs(pow)./sum(abs(pow));
if p~=0 %Secciones con aleatoriedad
powac=zeros(1,M);
temp=zeros(1,M);
for mp=1:50
%Distribución normal aleatoria de cambios en n
nc2=sqrt(vari).*abs(randn(m1,n1))+(deltan+ncore);
%Filtro de suavizado
myfilter = fspecial('gaussian',[15 15], 1);
nc2 = imfilter(nc2, myfilter, 'replicate');
E=0;
for ii=1:M
%Nuevas constantes de propagación
betal=sqrt(((nc2).^2.*ko.^2)-kt(ii)^2);
%Campo propagado
E=E+(squeeze(at(ii, :, :)).*pow(ii).*exp(-li.*betal.*(deltaz)));
end
E0=E;
for ii=1:M
a1=squeeze(at(ii, :, :)); %Forma del modo

```

```

%Integraciones numéricas
t=abs(dobi(f1,r1,(E0).*conj(a1))).^2;
t2=dobi(f1,r1,abs(E0).^2);
t3=dobi(f1,r1,abs(a1).^2);
temp(ii)=t/(t2*t3); %Coeficiente de peso
end
temp=abs(temp)./sum(abs(temp));
powac(1,1)=powac(1,1)+temp(1,1);
powac(1,2)=powac(1,2)+temp(1,2);
powac(1,3)=powac(1,3)+temp(1,3);
powac(1,4)=powac(1,4)+temp(1,4);
end
powac=powac./50;
pow=powac;
p=p+deltaz;
if p>=grabador %Guardar a memoria
%Instrucciones de grabación de video
%figure(3); % (h);
%subplot(1,2,1);
%pcolor(X1,Y1,abs(E0)); axis square; shading interp;
%surf(nc2); axis square; str=sprintf('Distancia z = %0.4f cm',
%p*1e-4); title(str);
%subplot(1,2,2); surf(X1,Y1,abs(E0)); axis square; shading interp;
%str=sprintf('Modo 01: %.3f\nModo 11: %.3f\nModo 21: %.3f\nModo 02: %.3f',
%pow(1), pow(2), pow(3), pow(4));
%title(str);
% hold on
% frame=getframe(gcf);
% writeVideo(writerObj, frame);
% hold off
pow1(end+1,:)=pow;
grabador=grabador+lag;
zf(end+1)=p;
ncc(end+1, :, :)=nc2;
p
end
elseif p==0 %Sección sin aleatoriedad
pow22=zeros(1,M);

```

```

for iii=0:deltaz:15000
for ii=1:M
a1=squeeze(at(ii, :, :)); %Forma del modo

%Integraciones numéricas
t=abs(dobi(f1,r1,(E0).*conj(a1))).^2;
t2=dobi(f1,r1,abs(E0).^2);
t3=dobi(f1,r1,abs(a1).^2);
pow22(ii)=t/(t2*t3); %Coeficiente de peso
end

pow22=abs(pow22)./sum(abs(pow22));

if iii>=grabador %Guardar a memoria
%Instrucciones de grabación de video
%figure(3); % (h);
%subplot(1,2,1);
%pcolor(X1,Y1,abs(E0)); axis square; shading interp;
%surf(nc2); axis square; str=sprintf('Distancia z = %0.4f cm',
%*1e-4); title(str);
%subplot(1,2,2);surf(X1,Y1,abs(E0)); axis square; shading interp;
%str=sprintf('Modo 01: %.3f\nModo 11: %.3f\nModo 21: %.3f\nModo 02: %.3f',
%pow(1), pow(2), pow(3), pow(4));
%title(str);
% hold on
% frame=getframe(gcf);
% writeVideo(writerObj, frame);
% hold off

pow1(end+1,:)=pow22;
grabador=grabador+lag;
zf(end+1)=iii;
iii
end
E=0;
for ii=1:M
%Campo propagado
E=E+(squeeze(at(ii, :, :)).*pow22(ii).*exp(-1i.*betalm(ii).*deltaz));
end

```

```

pow=pow22;
end
p=iii;
end
end
pow1(end,:)=[];
zf(end)=[];
pow=pow1(end,:);
for iii=Lz:deltaz:Lz+20000
for ii=1:M
a1=squeeze(at(ii, :, :)); %Forma del modo

%Integraciones numéricas
t=abs(dobi(f1,r1,(E0).*conj(a1))).^2;
t2=dobi(f1,r1,abs(E0).^2);
t3=dobi(f1,r1,abs(a1).^2);
pow22(ii)=t/(t2*t3); %Coeficiente de peso
end
pow22=abs(pow22)./sum(abs(pow22));
E=0;
for ii=1:M
%Campo propagado
E=E+(squeeze(at(ii, :, :)).*pow22(ii).*exp(-1i.*betalm(ii).*deltaz));
end
E0=E;
if iii>=grabador %Guardar a memoria
%Instrucciones de grabación de video
%figure(3); % (h);
%subplot(1,2,1);
%pcolor(X1,Y1,abs(E0)); axis square; shading interp;
%surf(nc2); axis square; str=sprintf('Distancia z = %0.4f cm',
%*1e-4); title(str);
%subplot(1,2,2); surf(X1,Y1,abs(E0)); axis square; shading interp;
%str=sprintf('Modo 01: %.3f\nModo 11: %.3f\nModo 21: %.3f\nModo 02: %.3f',
%pow(1), pow(2), pow(3), pow(4));
%title(str);
% hold on
% frame=getframe(gcf);
% writeVideo(writerObj, frame);

```

```

% hold off

pow1(end+1,:) = pow;
grabador = grabador + lag;
zf(end+1) = iii;
iii
end
end

zf = zf';
pow1(1,:) = [];
zf(1) = [];
assignin('base', 'pow', pow1);
assignin('base', 'z', zf);
assignin('base', 'at', at);
assignin('base', 'Y', Y1);
assignin('base', 'X', X1);
assignin('base', 'f', f);
assignin('base', 'r', r);
assignin('base', 'nc', (nc2));
assignin('base', 'nc2', ncc);

%figure;
%plot(zf*1e-4, smooth(pow1(:,1)), zf*1e-4, smooth(pow1(:,2)),
%zf*1e-4, smooth(pow1(:,3)), zf*1e-4, smooth(pow1(:,4)))
% figure
% plot(zf*1e-4, smooth(pow1(:,1)), zf*1e-4, smooth(pow1(:,2)))
'DONE'

%Función para el cálculo de la forma del modo
function y = int01fr(r,f,kt,ky,a,l)
int01 = (besselj(l, kt.*r) .* cos(l.*f));
int02 = ((besselj(l, kt*a) / besselk(l, ky*a)) * besselk(l, ky*r)) .* cos(l*f);
y = int01;
idx = find(r > a);
y(idx) = int02(idx);

%Función para integración numérica.
function Vi = dobi(X, Y, Z )

```

```
Vi = trapz( Y(:,1), (trapz(X(1,:),Z, 2)) );
```

```
%Función para determinar gráficamente el número de modos y parámetros X
```

```
function [x,y]= modos (V)
lmax=floor((2*V)/pi);
X=linspace(0,V,500);
Y=sqrt((V^2-X.^2));
[m n]=size(X);
x=0;
y=0;
Xa=0;
b=0;
rhs=zeros(n,1);
lhs=zeros(n,1);
for i=1:n
rhs(i)=X(i)*besselj(1,X(i))/besselj(0,X(i));
lhs(i)=Y(i)*besselk(1,Y(i))/besselk(0,Y(i));
end
assignin('base','X',X);
assignin('base','rhs',rhs);
assignin('base','lhs',lhs);
plot(X,rhs,'-r',X,lhs,'.b')
x(1)=input('Número de cruces: ');
for i=1:x(1)
y(end+1)=input('Valor numérico de X: ');
end
l=1;
while x(end)~=0
rhs=zeros(n,1);
lhs=zeros(n,1);
for i=1:n
rhs(i)=X(i)*besselj(l+1,X(i))/besselj(l,X(i));
lhs(i)=Y(i)*besselk(l+1,Y(i))/besselk(l,Y(i));
end
plot(X,rhs,'-r',X,lhs,'.b')
x(l+1)=input('Número de cruces: ');
if x(l+1)~=0
for i=1:x(l+1)
y(end+1)=input('Valor numérico de X: ');
```

```
end  
end  
l=l+1;  
end  
x(end)=[ ];  
y(1)=[ ];
```

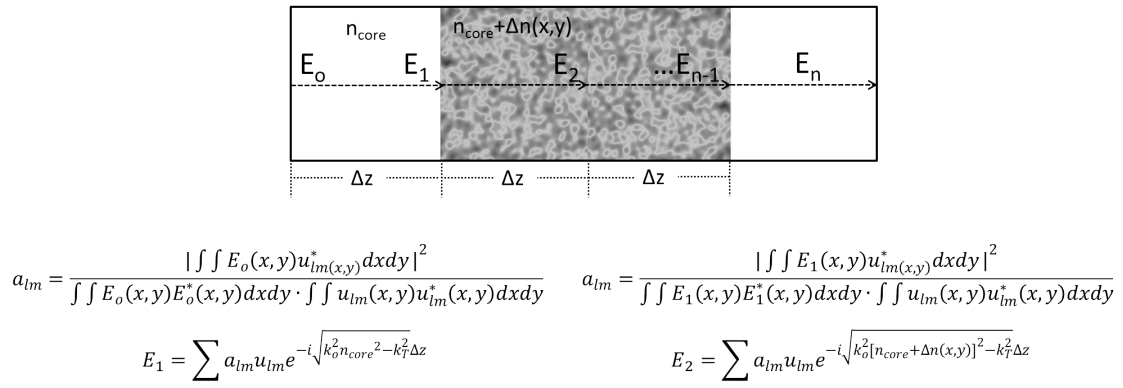


Figura A.1: Diagrama que describe la simulación de un medio con desorden.

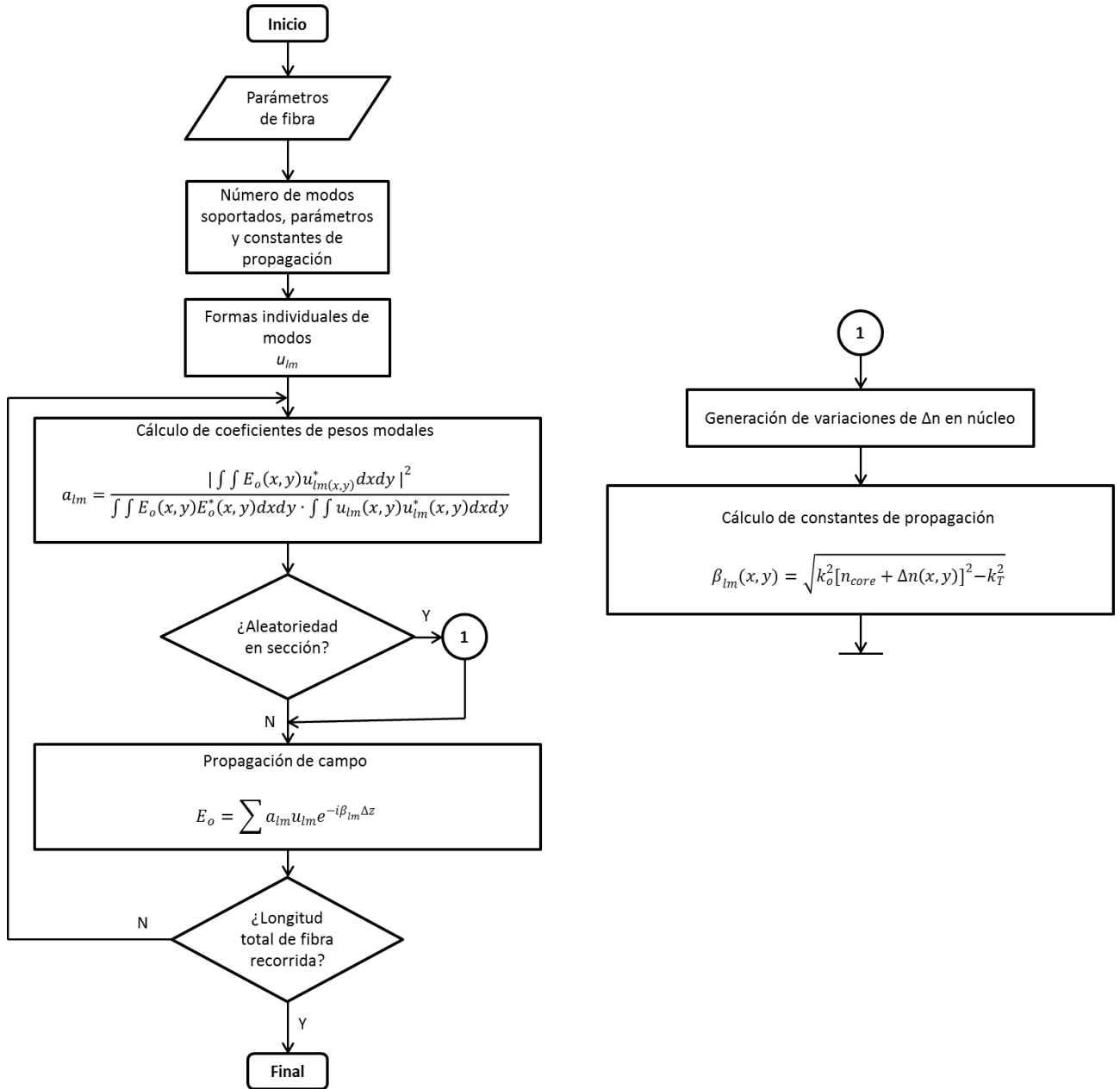


Figura A.2: Algoritmo que describe la simulación de un medio con desorden.

Apéndice B. Longitud de cavidad óptica

Programa desarrollado en MATLAB para el cálculo de la longitud óptima de la cavidad en base a la sección transversal de emisión, sección transversal de absorción y potencia de bombeo.

```
%Cálculo de Potencia de bombeo de saturación y de longitud optima de
%cavidad.
%
clc
clear all
tau= 42e-6; %Tiempo de decaimiento
lambdap=480e-9; %Longitud de onda de bombeo
lambdas=650e-9; %Longitud de onda de salida

Pp=2; %Potencia de bombeo
d=6e-6 %Diámetro de fibra
A=pi*(d/2)^2; %Área
Ps=.1*Pp; %Potencia de señal

%Sección transversal de absorción para la longitud de onda de bombeo
sigmaabs=2.4e-20;
%Sección transversal de absorción para longitud de onda emitida
sigmaabss=0.5e-20;

h=6.626e-34; %Constante de Planck
T=300; %Temperatura absoluta
k=1.38e-23; %Constante de Boltzmann
c=2.99e8; %Velocidad de la luz

ppm=1000; %Concentración de dopantes, ppm
Nt=ppm*(1.579e19)*1e6; %Concentración de dopantes en at/m3
lambda0=lambdap-lambdas; %Diferencia entre niveles de energía

%Sección transversal de emisión para longitud de onda de bombeo
sigmaems=sigmaabs.*exp(((h.*c)./(k.*T)).*((1./lambda0)-(1./(lambdap))));
%Sección transversal de emisión para longitud de onda emitida
sigmaemss=sigmaabss.*exp(((h.*c)./(k.*T)).*((1./lambda0)-(1./(lambdas))));
```

%Conversión a frecuencia

$vp=c/\lambda_{dp}$;

$vs=c/\lambda_{ds}$;

%Intensidades bombeo y de emisión

$I_p=P_p/A$;

$I_s=P_s/A$;

$W_{23}=(I_p \cdot \sigma_{aabs})/(h \cdot vp)+(I_s \cdot \sigma_{aabs})/(h \cdot vs)$; %Tasa de absorción (2->3)

$W_{32}=(I_s \cdot \sigma_{emss})/(h \cdot vs)+(I_s \cdot \sigma_{emss})/(h \cdot vp)$; %Tasa de emisión (3->2)

%Densidades de poblaciones

$N_1=N_t \cdot ((W_{32} \cdot \tau)/(1+(W_{32} \cdot \tau)+(W_{23} \cdot \tau)))$;

$N_3=N_t \cdot ((W_{23} \cdot \tau)/(1+(W_{32} \cdot \tau)+(W_{23} \cdot \tau)))$;

$P_{psat}=(h \cdot vp \cdot A)/((\sigma_{aabs}+\sigma_{aems}) \cdot \tau)$ %Potencia de saturación (pump)

$P_{ssat}=(h \cdot vs \cdot A)/((\sigma_{aabs}+\sigma_{emss}) \cdot \tau)$; %Potencia de saturación (signal)

%Razón de sección transversal de emission/absorcion para longitud de onda de bombeo

$nup=\sigma_{aems}/\sigma_{aabs}$;

%Razón de sección transversal de emission/absorcion para longitud de onda de señal

$nus=\sigma_{emss}/\sigma_{aabs}$;

%Potencia de saturación (bombeo)

$P_{psat}=(h \cdot vp \cdot A)/((1+nup) \cdot \sigma_{aabs} \cdot \tau)$

%Potencia de saturación (señal)

$P_{ssat}=(h \cdot vs \cdot A)/((1+nus) \cdot \sigma_{emss} \cdot \tau)$;

%Normalización.

$p=P_s/P_{ssat}$;

$q=P_p/P_{psat}$;

$U_{prima}=(nus-nup)/(1+nus)$;

$U=(nus-nup)/(1+nup)$;

%Coeficiente de perdidas de pequeña señal

$\alpha_0=N_t \cdot \sigma_{aabs}$;

%Coeficiente de pérdidas

```
alfap=alfa0/(1+(Pp/Ppsat));
```

```
%Longitud óptima
```

```
Lopt=(log(U*Pp)*(p+1)+Pp-(1/U))/(alfap*(Uprima*p+1))
```