



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CARACTERIZACIÓN DEL PROCESO DE
ELABORACIÓN DE FIBRAS ÓPTICAS
ESTRECHADAS.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

ERASTO ORTIZ RICARDO



DIRECTOR DE TESIS:

DR. ALFRED BARRY U'REN CORTÉS



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



ACT. MAURICIO AGUILAR GONZÁLEZ

Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias.
Presente.

Comunicamos a Usted que hemos revisado el trabajo escrito:

*“CARACTERIZACIÓN DEL PROCESO DE ELABORACIÓN DE FIBRAS
ÓPTICAS ESTRECHADAS.”*

realizado por *ERASTO ORTIZ RICARDO* con número de cuenta *408020466*
quien cubrió los créditos de la carrera de *FÍSICA*.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Dr. Alfred Barry U'Ren Cortes

Propietario
Dr. Victor Manuel Velazquez Aguilar

Propietario
Dr. Juan Armando Hernandez Cordero

Suplente
Fis. Rene Ortega Alvarado

Suplente
Dr. Jose Ignacio Jimenes Mier y Teran

Consejo Departamental de *FÍSICA*

El Jefe(a) del Consejo Departamental de *FÍSICO*

1.Datos del alumno

Ortiz

Ricardo

Erasto

9241099968

Universidad Nacional Autónoma De México

Facultad de Ciencias

Física

408020466

2.Datos del tutor

Dr.

Alfred Barry

U'Ren

Cortés

3.Datos del sinodal 1

Dr.

Victor Manuel

IV

Velázquez

Aguilar

4.Datos del sinodal 2

Dr.

Juan Armando

Hernández

Cordero

5.Datos del sinodal 3

Fís.

René

Ortega

Alvarado

6.Datos del sinodal 4

Dr.

José Ignacio

Jiménez

Mier y Terán

7.Datos del trabajo escrito

Caracterización del Proceso de Elaboración de fibras Ópticas Estrechas
das

150 p.

2013

*Dedicado a
mi familia*

Agradecimientos

Quisiera agradecer a todos aquellas personas, que me han apoyado de alguna u otra forma en la realización de este proyecto, pero muy en especial a tres que sin su apoyo esto no sería posible, y que aunque no se encuentran con nosotros se que me acompañan en cada momento y me refiero a mi madre *Guillermina* a mi abuela *Teofila* y a mi tío *Ventura* .

Por demás también agradezco el apoyo brindado por toda mi familia a mi Padre Erasto mis hermanas Isabel, Salome, Cecilia y Amelia a mi tío Florencio y a todos mis sobrinos Toño, Dani, Azha y Maru. A mis amigos. Al profesor Manuel por su apoyo constante, y a todos los profesores que formaron parte de mi formación.

Al Dr. Alfred por permitirme realizar la tesis bajo su dirección en el laboratorio de óptica cuántica del ICN, a Dr. Roberto por la ayuda en el montaje de los dispositivos, a Dr. Hector por la automatización en Lab-view de la parte de difracción, y a todos los compañeros del laboratorio.

Resumen

En la actualidad, las fibras ópticas juegan un papel fundamental en el desarrollo de las tecnologías de transmisión de información, basadas en fuentes de luz clásicas. Más sin embargo tienen un potencial mas allá de simplemente servir de canales de transmisión para tomar un papel fundamental como fuentes de luz no clásicas. En el presente trabajo se muestra el proceso de elaboración de fibras estrechadas como un paso previo en el dise dispositivos basados en procesos no lineales tales como el mezclado espontáneo de cuatro ondas.

El trabajo aquí expuesto incluye la elaboración de las muestras, usando una maquina de estirado desarrollado por el equipo del Dr. Miguel V. Androu en Valencia Espasí como dos técnicas de caracterización de perfiles finales, la primera basada en el análisis de imágenes obtenidas mediante microscopia óptica y la segunda mediante el análisis del patrón de difracción al iluminar transversalmente una sección de la fibra con un

láser. Se compararon ambas técnicas con un modelo derivado de la conservación de volumen. Adicionalmente se realizó un estudio de la potencia durante el proceso de estirado y su relación con el número de modos de propagación.

Índice general

| | |
|--|------------|
| Agradecimientos | III |
| Resumen | V |
| Lista de figuras | XI |
| Lista de tablas | 1 |
| Introducción. | 3 |
| 0.1. Introducción. | 3 |
| Electromagnetismo. | 9 |
| 0.2. Campos Electromagnéticos. | 9 |
| 0.2.1. Ecuaciones de Maxwell. | 10 |
| 0.3. Óptica No Lineal. | 11 |
| 0.3.1. La Susceptibilidad No Lineal | 11 |
| 0.3.2. Fenómenos No Lineales de Segundo Orden. | 13 |

| | |
|--|-----------|
| 0.3.3. Efectos No-Lineales de Tercer Orden. | 16 |
| Fibras Ópticas. | 19 |
| 0.4. Perspectiva histórica. | 19 |
| 0.5. Terminología. | 23 |
| 0.6. Tipos de Fibras. | 23 |
| 0.6.1. Fibras de Perfil Escalonado. | 23 |
| 0.7. Modos de propagación. | 26 |
| 0.7.1. Ecuación de Helmholtz. | 27 |
| 0.7.2. Parámetro V de la fibra. | 30 |
| 0.8. Ecuación Característica (Fibras de guiado débil) | 31 |
| 0.8.1. Modos de propagación en fibra SMF-28 con $\lambda_0 =$ 1550nm. | 35 |
| 0.8.2. Modos de propagación en fibra SMF-28 con $\lambda_0 =$ 783nm. | 38 |
| 0.8.3. Parámetro de Corte. | 39 |
| Teoría del proceso de estirado. | 43 |
| 0.9. Desarrollo del modelo. | 43 |
| 0.10. Soluciones Particulares. | 52 |
| 0.10.1. Zona Caliente Constante. | 53 |
| 0.10.2. Variación Lineal de la zona caliente. | 55 |
| 0.10.3. Resumen | 58 |

| | |
|--|------------|
| <i>ÍNDICE GENERAL</i> | IX |
| 0.10.4. Simulaciones | 60 |
| Caracterización. | 67 |
| 0.11. Descripción del equipo. | 68 |
| 0.12. Proceso de estirado. | 71 |
| 0.13. Caracterización del Perfil Final. | 72 |
| 0.14. Análisis de Imágenes obtenidas por microscopía óptica. | 73 |
| 0.14.1. Arreglo Experimental. | 73 |
| 0.14.2. Programa para procesamiento de imágenes. | 76 |
| 0.14.3. Resultados. | 82 |
| 0.15. Difracción por iluminación Transversal. | 89 |
| 0.15.1. Difracción de Fraunhofer. | 89 |
| 0.15.2. Arreglo Experimental. | 94 |
| 0.15.3. Resultados. | 101 |
| 0.16. Comparación. | 103 |
| Transmitancia. | 105 |
| 0.17. Arreglo Experimental. | 105 |
| 0.18. Transmitividad. | 107 |
| 0.19. Transmitancia y modos de propagación. | 110 |
| 0.20. Modos de propagación ($\lambda = 0.783\mu m$) | 116 |
| Conclusiones. | 119 |

Índice de figuras

| | | |
|----|---|----|
| 1. | Diagrama para los procesos no lineales de 2-Orden.(a)Generacion de Suma de Frecuencias. (b) Generación de Segundo Armonico. (c) Conversión Paramétrica Descendente. | 15 |
| 2. | SFWM en fibra con susceptibilidad χ^3 en configuración degenerada (DP) y no degenerada(NDP) | 18 |
| 3. | fibra óptica | 23 |
| 4. | Comportamiento del índice de refracción para una fibra de perfil escalonado. | 24 |
| 5. | Cono de Aceptación. | 25 |
| 6. | Sistema de coordenadas cilindricas | 28 |
| 7. | Gráfica para la intersección de las funciones LHS y RHS para $V=10$ y $l=0$ | 32 |
| 8. | Intersección de las funciones RHS y LHS para $V=5$ y $l=0$ | 34 |

| | | |
|-----|---|----|
| 9. | Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=2.45$ y $l=0$. | 36 |
| 10. | Patrón de intensidad transversal para el modo LP_{01} con $V = 2.45$ y $l = 0$. | 36 |
| 11. | Patrón de intensidad para el modo LP_{01} con $V = 2.45$ y $l = 0$. | 37 |
| 12. | Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=2.45$ y $l=1$. | 37 |
| 13. | Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=4.72$ y $l=0$. | 39 |
| 14. | Patrón de intensidad para el modo LP_{02} con $V = 4.72$ y $l = 0$. | 39 |
| 15. | Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=4.72$ y $l=1$. | 40 |
| 16. | Patrón de intensidad para el modo LP_{11} con $V = 4.72$ y $l = 1$. | 40 |
| 17. | Terminología usada para describir el proceso de estirado. | 43 |
| 18. | Terminología usada para describir el proceso de estirado. En a) se muestra una sección de la cintura del taper en un tiempo t que es calentada uniformemente en AB . En b) se muestra la misma sección después en un tiempo $t + \delta t$ en el cual fue estirado. | 47 |

19. En a) vemos una sección de la fibra al momento de comenzar el estirado $t = 0$ en el cual una sección de longitud L_0 es calentado. En b) se muestra una sección de la fibra a un tiempo t durante el proceso de estirado en el cual la sección PQ se han separado una distancia x . La nueva distancia PQ tiene ahora por longitud $2z_0 + L$ 49

20. Gráficas de la función 67 para distintos valores de r_0 con $L_0 = 1$ 54

21. Gráficas de la función 67 para distintos valores de L_0 con $r_0 = 1$. 54

22. Comportamiento de la segunda derivada de la función evaluada en $z = 0.5$ 57

23. Comportamiento de la función 73 con los valores de $r_0 = L_0 = 1$ y el valor $\alpha \in [-1, 1]$ 58

24. Perfiles para $D_w = 50, 30, 10, 5, 3, 1[\mu m]$ respectivamente. Con $\alpha = 0$ y $L_0 = 5mm$ 60

25. Simulaciones de los perfiles para distintos valores de diámetro en la cintura D_w con $\alpha = 0$ y $L_0 = 5mm$ 61

26. Gráfica de comportamiento de la longitud de la zona de transición z_0 como función del diámetro en la cintura D_w , con $\alpha = 0$ y $L_0 = 5mm$ 62

| | | |
|-----|--|----|
| 27. | Gráfica para la restricción física de la maquina de estirado, todas las curvas que se encuentren por abajo de la recta pueden ser estiradas por el equipo, para este caso se tomaron los valores de $R = 5mm$ y $\alpha = 0$ | 63 |
| 28. | Simulaciones de los perfiles para distintos valores del parámetro de transición α , con $L_0 = 5mm$ y $D_w = 50\mu m$ | 64 |
| 29. | Gráfica de restricción para distintos valores del parámetro α | 65 |
| 30. | Esquema de funcionamiento de la maquina de estirado. | 68 |
| 31. | Flama usada en el proceso de estirado. | 68 |
| 32. | Ventana de parámetros iniciales. | 69 |
| 33. | Ventana de parámetros finales. | 69 |
| 34. | Ventana para la selección de la proporción entre gases. | 70 |
| 35. | Esquema experimental para la toma de imagenes. | 74 |
| 36. | Arreglo experimental del microscopio para la toma de imágenes | 75 |
| 37. | Fotografía de la fibra. | 76 |
| 38. | Imágen de la matriz asociada al color Rojo [R] (<i>en color falso azul indica una intensidad baja y rojo una saturación</i>). | 77 |
| 39. | Intensidad para un corte en el pixel $x = 450$ de la imagen | 79 |
| 40. | Gráfica para la diferencia de intensidad más notables. | 79 |

| | | |
|-----|---|----|
| 41. | Cambios de coloración más notables | 80 |
| 42. | Dispersión de datos y error asociado | 81 |
| 43. | Gráfica de radios para cada imagen. | 82 |
| 44. | Gráfica del perfil de la fibra estrechada. | 82 |
| 45. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores de Diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$. . . | 83 |
| 46. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores de Diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$. . . | 84 |
| 47. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores de Diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$. . . | 85 |
| 48. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del parámetro de transición α con $D_w = 50\mu m$ y $L_0 = 5mm$. . . | 86 |
| 49. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del parámetro de transición α | 87 |
| 50. | Terminología usada para la deducción del patrón de di- fracción. | 89 |
| 51. | Comportamiento de la función $f(x) = rect(x)$ | 92 |
| 52. | Función de Apertura rectangular y Patrón de difracción correspondiente. | 93 |
| 53. | Esquema experimental para perfilómetro. | 94 |
| 54. | Vista superior del esquema experimental para perfilómetro. | 94 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 55. | Interfaz gráfica para la toma de datos. | 95 |
| 56. | Patrón de difracción | 96 |
| 57. | Corte al patrón de difracción en X_{max} | 96 |
| 58. | Corte al patrón de difracción en Y_{max} | 97 |
| 59. | Gráfica de la relación $F_c(z)$ | 98 |
| 60. | Gráfica de la relación $D(z)$ | 98 |
| 61. | Identificación de F_c | 99 |
| 62. | Recta de calibración. | 99 |
| 63. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$. y $\alpha = 0$ | 101 |
| 64. | Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$. y $\alpha = 0$ | 102 |
| 65. | Comparación entre los datos experimentales usando am- bas técnicas. | 103 |
| 66. | Comparación entre los datos experimentales usando am- bas técnicas. | 104 |
| 67. | Arreglo para medir la transmitancia. | 105 |
| 68. | Trasmitividad durante el proceso de estirado. | 107 |
| 69. | Trasmitividad donde se muestra el fenómeno de inicio de tensado antes de introducir la flama. | 108 |

70. Transmitividad donde se muestra la caída en la transmitividad provocado por adhesión de partículas. 109

71. Transmitividad para fibra con $\alpha = 0.5$ 109

72. Transmitividad donde se muestra la caída en la potencia provocado por una ruptura. 110

73. Transmitividad durante el proceso de estirado. 111

74. Oscilaciones en la transmitividad durante el proceso de estirado. 111

75. Comportamiento del parámetro V durante el proceso de estirado para un guiado sobre el núcleo. 113

76. Fusión del núcleo con la cubierta. 114

77. Comportamiento del parámetro V para un guiado sobre la cubierta. 114

78. Comportamiento del parámetro V para guiado sobre núcleo y cubierta. 115

79. Comportamiento del parámetro V para guiado sobre cubierta con una fuente de $0.783\mu m$ 117

80. Las líneas verticales indican las zonas de los valores del parámetro de corte, para la extinción de modos de propagación LP_{lm} de orden bajo de acuerdo con el cuadro 0.8.3. 117

Índice de cuadros

| | |
|--|-----|
| 1. Efectos no lineales de Segundo Orden. | 14 |
| 2. Beneficios del uso de fibra óptica como medio de comunicación. | 21 |
| 3. Parámetro de corte V para modos LP_{lm} de orden bajo. | 41 |
| 4. Terminología usada en el desarrollo del modelo. | 45 |
| 5. Número de modos observados respecto al diámetro de estirado de acuerdo con los resultados reportados por [9]. | 116 |

Introducción.

0.1. Introducción.

En esta tesis reporto los resultados que obtuve durante 6 meses de trabajo en el Laboratorio de Óptica Cuántica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM.

El tema que desarrollé, es la caracterización del proceso de fabricación de fibras estrechadas. Mi trabajo consistió, en la fabricación de muestras y la implementación de dos técnicas independientes con el fin de obtener el perfil final de las fibras, así como el monitoreo de la transmitancia durante el proceso de estirado. La primera de las técnicas para caracterizar el perfil consiste en el análisis de imágenes obtenidas con un microscopio óptico y la segunda en el análisis del patrón de dispersión al iluminar transversalmente una sección de la fibra con un haz láser. Se

comparón los resultados de ambas técnicas con un modelo teórico basado en la conservación de volumen desarrollado en [1], adicionalmente se realizó un estudio de las capacidades reales del equipo para estirar fibras.

En la actualidad existen diversas técnicas para la fabricación de micro y nanofibras, tales como la deposición de vapores químicos [6], estirado de fibras ópticas [1], crecimiento de cristales [16], ablación láser [17],etc. Pero de entre todas estas técnicas la fabricación basado en fibra óptica permite construir microfibras más largas, resistentes y uniformes, además la pequeña rugosidad de la superficie y la alta homogeneidad de estos micro-nanocables de fibra óptica (**OFMNs Optical Fiber Micro-Nanowires**), ofrecen bajas pérdidas lo cual permite el uso de los OFMNs en una amplia gama de nuevas aplicaciones en áreas tales como las telecomunicaciones, sensores [5], láser, biología [10] y química .

Las **OFMNs** ofrecen una serie de propiedades ópticas y mecánicas excelentes entre las que se encuentran:

1. Campos evanescentes al exterior de la fibra.
2. Alta no linealidad.
3. Fuerte Confinamiento.

Las **OFMNs** son fabricadas mediante el proceso de fusión (mediante una fuente de calor) y estiramiento adiabático de las fibras, conservando las

dimensiones originales en la entrada y la salida, lo que permite empalmar directamente a fibras convencionales .

Los tres principales grupos de aplicaciones se encuentran agrupados de acuerdo a sus características.

1. Aplicaciones que explotan el campo evanescente.
2. Dispositivos basados en la no linealidad.
3. Dispositivos basados en la región de transición de la fibra estrechada.

En el primer grupo se incluyen resonadores helicoidales [5], bucles [5], detección y propulsión de partículas debido a la presión óptica [5].

En el segundo grupo se encuentran su uso como, generadores de supercontinuo [11], óptica no lineal [12], [14] y atrapamiento óptico. Por ultimo, la región de transición puede ser usada como filtro de modos [5].

Actualmente los dispositivos basados en óptica cuántica precisan de la disponibilidad de fuentes de luz no-clásica, las cuales pueden ser generadas por la interacción de campos electromagnéticos clásicos con materiales no-lineales, a través de procesos paramétricos espontáneos tales como **conversión paramétrica descendente** (**SPDC**, spontaneous parametric down conversion, en inglés) y **mezclado de cuatro ondas** (**SFWM**, spontaneous four wave mixing, en inglés). Estos procesos son paramétricos en el sentido de que la energía y momento de los fotones

involucrados son conservados y no hay transferencia de energía neta al material. El carácter no clásico de una fuente de luz radica en que sus propiedades no pueden ser explicadas a partir de los fundamentos de la electrodinámica clásica.

En el laboratorio de óptica cuántica, la principal motivación por la cual se adquirió la máquina de estrechado se encuentra en la fabricación de dispositivos basados en la no linealidad. El diseño de tales dispositivos están motivados por los trabajos teóricos realizados por Karina Garay Palmett en su tesis doctoral [7] *“Propiedades de enlazamiento espectral de parejas de fotones generados por mezclado de cuatro ondas espontáneo en fibra óptica,”* así como en los artículos [14], [4].

Con el objetivo de contar con una técnica que permita la caracterización de los perfiles finales obtenidos, dividiremos el presente trabajo en los siguientes capítulos. En el capítulo 2 se describen algunos de los fenómenos de interés entre los campos electromagnéticos y materiales dieléctricos. En el capítulo 3 se mencionan algunas consideraciones útiles en el estudio de fibras ópticas, tales como la terminología usada, además de una descripción de los modos de propagación en fibras. El análisis teórico del proceso de estirado basados en el artículo [1] es descrito en el capítulo 3, así mismo se realizaron algunas simulaciones de

perfiles y un estudio detallado del modelo y las limitaciones del equipo. El Capítulo 4 incluye la caracterización de las fibras mediante las dos técnicas mencionadas anteriormente así como una descripción del equipo y su funcionamiento. En el capítulo 5 se muestra el arreglo utilizado para monitorear la transmitancia durante el estirado y la explicación de ciertos fenómenos observados, por ultimo un análisis de los resultados.

Electromagnetismo.

0.2. Campos Electromagnéticos.

Las ecuaciones de Maxwell están formuladas para describir los dos campos fundamentales:

1. El **Campo eléctrico** \vec{E}
2. El **Campo Magnético** \vec{B}

Otras dos variables relacionadas con estos campos son el **Desplazamiento Eléctrico** \vec{D} , y la cantidad equivalente magnética \vec{H} . Ambas incluyen los efectos del medio, y es una forma de cuantificar la respuesta ante perturbaciones externas.

La respuesta dieléctrica de un medio está determinada por la **Polarización Eléctrica** \vec{P} , la cual está definida como el momento dipolar eléctrico por unidad de volumen. El desplazamiento eléctrico \vec{D} esta

relacionado con el campo eléctrico \vec{E} y la polarización eléctrica \mathbf{P} por:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1)$$

En un medio lineal, los dipolos microscópicos se alinean a lo largo de la dirección en la cual se aplica el campo eléctrico, entonces podemos escribir:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2)$$

Donde ϵ_0 es la **permitividad eléctrica** del espacio libre ($8.854 \times 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$ en unidades del SI) y χ es la **susceptibilidad eléctrica** del medio combinando las ecuaciones 1 y 2 encontramos.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (3)$$

Donde

$$\epsilon_r = 1 + \chi \quad (4)$$

ϵ_r es la **permitividad relativa** del medio.

0.2.1. Ecuaciones de Maxwell.

Las leyes que describen la combinación entre los campos eléctricos y magnéticos así como respuesta de los medios están resumidas en las **Ecuaciones de Maxwell** del electromagnetismo.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (8)$$

Donde $\vec{\rho}$ es la densidad de carga libre, y \vec{J} es la densidad de carga libre.

0.3. Óptica No Lineal.

0.3.1. La Susceptibilidad No Lineal

La relación lineal entre la polarización eléctrica de un medio dieléctrico y el campo eléctrico de una onda electromagnética dado por la ecuación 2 es una aproximación que es valida solo cuando la amplitud del campo eléctrico es pequeña. Sin embargo con el uso de fuentes de luz con mayor intensidad , tales como el láser es necesario reconsiderar una forma más general de la ecuación 2 en el cual se considere una relación **No Lineal** entre la polarización y el campo eléctrico.

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (9)$$

El primer término en la ecuación 9 es la misma que en la ecuación 2 y describe la respuesta lineal del medio. $\chi^{(1)}$ puede ser identificado con la susceptibilidad eléctrica χ en la ecuación 2 . Los otros términos describen la no-linealidad del medio.

El término en \vec{E}^2 es llamado la respuesta no lineal de segundo orden y $\chi^{(2)}$ es llamada la susceptibilidad no-lineal de segundo orden. Similarmente el término en \vec{E}^3 es llamado la respuesta no lineal de tercer orden y $\chi^{(3)}$ es llamado la susceptibilidad no-lineal de tercer orden. En general podemos escribir.

$$\vec{P}^1 = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (10)$$

$$\vec{P}^2 = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 \quad (11)$$

$$\vec{P}^3 = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 \quad (12)$$

$$\vdots$$

$$\vec{P}^n = \epsilon_0 \chi^{(n)} \vec{E}^n \quad (13)$$

Donde, para $n \geq 2$ $P^{(n)}$ es la polarización no lineal de enésimo orden y $\chi^{(n)}$ es la susceptibilidad no lineal de enésimo orden .

Normalmente las susceptibilidades no lineales son cantidades muy pequeñas. Esto implica que cuando la amplitud del campo eléctrico es pequeña, los términos no lineales son despreciables y se recupera la relación lineal entre \vec{P} y \vec{E} y podemos asumir que nos encontramos en el régimen de la **óptica Lineal**. De forma equivalente cuando el campo eléctrico tenga un valor considerable los términos no lineales de la ecuación 9 no pueden ser ignorados y nos encontraremos en el régimen de la

óptica no lineal en la cual ocurren diferentes fenómenos.

0.3.2. Fenómenos No Lineales de Segundo Orden.

La polarización no lineal de segundo orden esta dada por la ecuación

11. Si el medio es excitado por ondas cosenoidales con frecuencia ω_1 y ω_2 y amplitudes ε_1 y ε_2 respectivamente entonces la polarización no lineal será:

$$\begin{aligned} P^{(2)}(t) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \times \varepsilon_1 \cos(\omega_1 t) \times \varepsilon_2 \cos(\omega_2 t) \\ &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{1}{2} [\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t] \end{aligned} \quad (14)$$

Esto muestra que la respuesta no lineal de segundo orden genera una polarización oscilante que tiene frecuencias dadas por la suma y la resta de las frecuencias de los campos de entrada acorde con

$$\omega_{sum} = \omega_1 + \omega_2 \quad (15)$$

$$\omega_{dif} = |\omega_1 - \omega_2| \quad (16)$$

Entonces el medio radiará en las frecuencias ω_{sum} y ω_{dif} , es decir emitirá luz en esas frecuencias. La generación de estas nuevas frecuencias por procesos no lineales es conocida como **generación de suma de**

| Efecto | Entrada | Salida |
|---|----------------------|---------------------------|
| Generación de segundo armónico | ω | 2ω |
| Generación de suma de frecuencias | ω_1, ω_2 | $(\omega_1 + \omega_2)$ |
| Generación de diferencia de frecuencias | ω_1, ω_2 | $ (\omega_1 - \omega_2) $ |
| Conversión paramétrica descendente | ω_p | $\omega_s + \omega_i$ |

Cuadro 1: Efectos no lineales de Segundo Orden.

frecuencias y generación de diferencia de frecuencia, respectivamente. Si $\omega_1 = \omega_2$ la suma de frecuencia es el doble que el de la frecuencia de entrada, y el efecto es llamado **generación de segundo armónico**. El proceso no lineal puede trabajar en sentido inverso, enviando un haz de bombeo de frecuencia ω para obtener a la salida dos haces con frecuencias ω_1 y ω_2 , donde $\omega = \omega_1 + \omega_2$ este proceso es conocido como **conversión paramétrica descendente**. El Cuadro 0.3.2 muestra una lista de los fenómenos no-lineales de segundo orden más importantes.

Los Procesos No Lineales de 2-Orden pueden ser representado por diagramas, mostrando los tres fotones que participan en el proceso [Fig. 1]. Nótese que la conservación de energía se aplica en cada vértice. En **Generación de suma de frecuencias**, dos fotones con frecuencias ω_1 y ω_2 son aniquilados y se crea un tercer fotón de frecuencia $\omega_1 + \omega_2$ [Fig. 1 (a)]. En **generación de segundo armónico** los dos fotones de

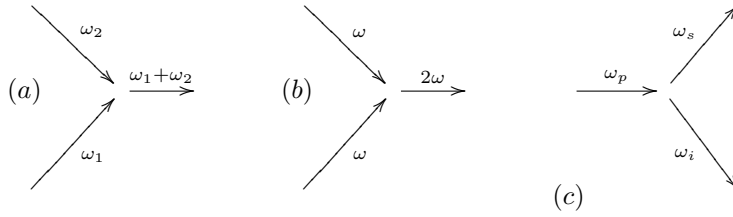


Figura 1: Diagrama para los procesos no lineales de 2-Orden. (a) Generación de Suma de Frecuencias. (b) Generación de Segundo Armónico. (c) Conversión Paramétrica Descendente.

entrada tienen la misma frecuencia, y el fotón de salida tiene frecuencia igual al doble que la de entrada [Fig. 1 (b)]. En la [Fig. 1(c)] se observa el diagrama para **conversión paramétrica descendente (SPDC, spontaneous parametric down conversion, en inglés)** en el cual un fotón de entrada **pump** (bombeo) de frecuencia ω_p es aniquilado y se producen dos nuevos fotones **signal** (Señal) e **ilder** (acompañante) con frecuencias ω_s y ω_i .

La conservación de energía requiere que se cumpla la relación:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (17)$$

0.3.3. Efectos No-Lineales de Tercer Orden.

Durante las últimas 4 décadas el principal mecanismo de generación de fuentes de luz no clásica ha sido el **SPDC** en cristales no lineales con susceptibilidad χ^2 . Debido a las condiciones de conservación de energía y momento, inherentes a los procesos paramétricos, las parejas de fotones exhiben correlaciones en cuanto al número de fotones emitidos, así como correlaciones espectrales, de momento transversal y en tiempos de emisión, estas correlaciones son de carácter no clásico y dan lugar al **enlazamiento cuántico**.

Recientemente se ha suscitado un gran interés en desarrollar parejas de fotones en fibras ópticas, motivados por la necesidad de contar con una fuente que sea compatible con las redes de telecomunicaciones estándar, si bien las fuentes de dos fotones basados en **SPDC** han contribuido al auge de la tecnología de óptica cuántica, es bien conocido que presenta limitaciones provocadas por la dificultad de modificar las propiedades del cristal. De allí la importancia del estudio de las propiedades no lineales en fibras ópticas.

De acuerdo con [7], [18] la no linealidad efectiva en fibras ópticas de cristal fotónico **PCF** modelados como fibras de perfil escalonado esta

dada por:

$$\gamma(\omega) = \frac{3\text{Re}[\chi^3]\omega}{4\epsilon_0 n_0^2 c^2 A_{eff}} \quad (18)$$

en donde

$$A_{eff} = \frac{[\int dx \int dy |f(x, y)|^2]^2}{\int dx \int dy |f(x, y)|^4} \quad (19)$$

De acuerdo con estas ecuaciones la no linealidad efectiva puede incrementarse eligiendo un material con un índice de refracción alto y/o **disminuyendo el radio de la fibra óptica** de tal forma que el área efectiva sea pequeña. Esta es la principal motivación de la presente tesis, al ser experimentalmente más accesible modificar las dimensiones de la fibra, que el índice de refracción del medio.

Mezclado de cuatro ondas espontáneo. (SFWM)

SFWM es un efecto no-lineal que se origina en la susceptibilidad de tercer orden χ^3 [18] [7]. Fundamentalmente, consiste en el esparcimiento espontáneo de dos fotones de bombeo con frecuencias ω_1 y ω_2 , que produce dos fotones denominados señal y acompañante los cuales tienen frecuencias ω_s y ω_i , respectivamente, y satisfacen la relación $\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_i$.

SFWM es un proceso paramétrico en el que se conserva la energía. En el caso más general, los cuatro campos interaccionando a través de SFWM pueden estar en modos espectrales distintos. Sin embargo, existen con-

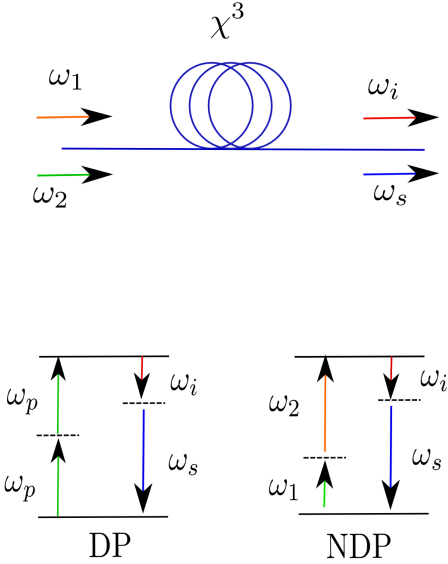


Figura 2: SFWM en fibra con susceptibilidad χ^3 en configuración degenerada (**DP**) y no degenerada(**NDP**)

figuraciones en que los fotones de bombeo son emitidos desde el mismo modo espectral, tal que $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$. En estas circunstancias se dirá que el proceso es conducido por una configuración de bombeos degenerados (DP, por sus siglas en inglés). En contraste, se denominará configuración de bombeos no-degenerados (NDP, por sus siglas en inglés) cuando $\omega_1 \neq \omega_2$, es decir aquellas en las cuales los fotones de bombeo sean distinguibles en frecuencia. La representación en diagramas de niveles de energía para estos dos casos son presentados en la [Fig. 2]

Fibras Ópticas.

0.4. Perspectiva histórica.

Las ondas de luz al igual que las ondas de radio, son una forma de energía electromagnética, y la idea de transmitir información por medio de la luz, como portadora, tiene más de un siglo de antigüedad. Hacia 1880, antes de la invención del teléfono, Alexander G. Bell construyó el “fotófono”, el cual enviaba mensajes vocales a corta distancia, por medio de la luz. Sin embargo, esta aplicación de las ondas luminosas no fue confiable por la falta de fuentes de luz adecuadas y por la falta de un medio de propagación de bajas pérdidas.

Con la invención y construcción del láser en 1960, volvió a tomar cuerpo la idea de utilizar la luz como soporte de comunicaciones confiable y de alta capacidad de transmisión de información. Los primeros

experimentos sobre transmisión por la atmósfera pusieron de manifiesto diversos obstáculos: escasa confiabilidad debido a las precipitaciones (lluvia y nieve), contaminación atmosférica, turbulencias atmosféricas, etc.

El empleo de las fibras de sílice fundido como medio guía no tardó en resultar atractivo tomando el cuenta el tamaño, peso, facilidad de manejo, flexibilidad y coste (comparado con los sistemas de comunicación por la atmósfera. Las fibras de vidrio permiten guiar la luz mediante reflexión total interna de los rayos luminosos. En 1910 se realizó, por Hondros y Debye el primer análisis teórico completo, sobre la propagación electromagnética en un medio dieléctrico cilíndrico. El problema radicaba en que las fibras de vidrio disponibles cuando se inventó el láser presentaban pérdidas de varios miles de decibelios¹ por kilometro.

La primera indicación de una solución viable aparece en 1966, con la publicación por Kao y Hockan de un artículo [15] en el cual señalan que la atenuación observada hasta entonces en las fibras de vidrio no se debía a mecanismos intrínsecos, sino a impurezas originadas en la fabricación y que, por consiguiente, era confiable emplear fibras dieléctricas como medio de transmisión de información en por medios ópticos.

¹Unidad de pérdida definido como $1dB/Km = \frac{10}{L_0} \log \frac{P_{entrada}}{P_{salida}}$

| Propiedades | Beneficios |
|----------------------------------|--------------------------------|
| Bajas pérdidas | Menor número de repetidores |
| Pequeño tamaño y peso | Fácil instalación y transporte |
| Resistencia a radiaciones | Inmunidad a interferencias |
| Dificultad para captar emisiones | Seguridad |
| Material Dieléctrico | Disponibilidad |

Cuadro 2: Beneficios del uso de fibra óptica como medio de comunicación.

No fue sino hasta 1970 cuando la firma Corning obtuvo unas fibras con una atenuación inferior a 20 dB/km. En 1972 se dio otro paso importante mediante las fibras con núcleo líquido, reduciendo la atenuación a 8 dB/km. Al año siguiente, la empresa Corning dejó obsoletas las fibras de núcleo líquido al obtener 4 dB/km por medio de fibras con núcleo de SiO_2 de alta pureza. En 1976 investigadores japoneses de la NTT y de Fujicura, obtuvieron fibras con $0.47 \pm 0.1 dB/km$ en 1.3 y $1.55 \mu m$. En 1974 se alcanzaron $0.2 dB/km$, sobre fibras monomodo en $1.55 \mu m$.

En la tabla 0.4 podemos observar algunos de los beneficios que ofrece la fibra óptica como son:

Bajas pérdidas Como se ha mencionado la baja atenuación de las fibras ópticas que se han obtenido ha permitido que la separación

entre repetidoras sea entre $200 - 161Km$

Tamaño y Flexibilidad Un cable con 10 fibras ópticas puede tener un diámetro exterior de $8 - 10mm$ y ofrecer la misma capacidad de información que un cable coaxial de 10 tubos y $8cm$ de diámetro. La diferencia de tamaño repercute en el peso y la flexibilidad con un peso de $50Kg/km$, es posible realizar un tendido de $2 - 5Km$ de un cable de fibra óptica mientras que para cable coaxial, la distancia de separación no debe exceder los $(200 - 300)m$.

Interferencia electromagnética la configuración de los campos electromagnéticos que se propagan en la fibra es tal que, se produce un completo aislamiento con el exterior. Así pues los modos ópticos que se propagan en las fibras no contribuyen a interferir en otros sistemas, y a la inversa, son inmunes a las interferencias originadas por otros portadores.

Aislamiento eléctrico Las fibras proporcionan un total aislamiento eléctrico entre el transmisor y el receptor, con lo cual, no se precisa una tierra común entre el transmisor y el receptor, puede repararse la fibra aunque los equipos no estén apagados.

Seguridad Puesto que las fibras no radian energía electromagnética la señal por ellas transmitidas no puede ser captada desde el exterior.

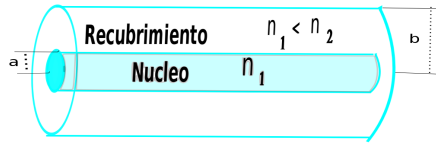


Figura 3: fibra óptica

0.5. Terminología.

Un cable de fibra óptica usado de forma convencional en comunicaciones es la fibra SMF-28 de la marca Corning es esta parte describiremos, las propiedades físicas de este tipo de fibras.

Una fibra óptica es un dieléctrico cilíndrico capaz de guiar ondas construido con materiales con bajas pérdidas, tales como vidrio de silicio. En el **núcleo** central es en donde la luz es guiada, el cual a su vez esta rodeada por un **recubrimiento** el cual cuenta con un índice de refracción menor.

0.6. Tipos de Fibras.

0.6.1. Fibras de Perfil Escalonado.

Las fibras con un perfil de índice de refracción de tipo escalón, es un dieléctrico cilíndrico capaz de guiar ondas el cual esta especificado

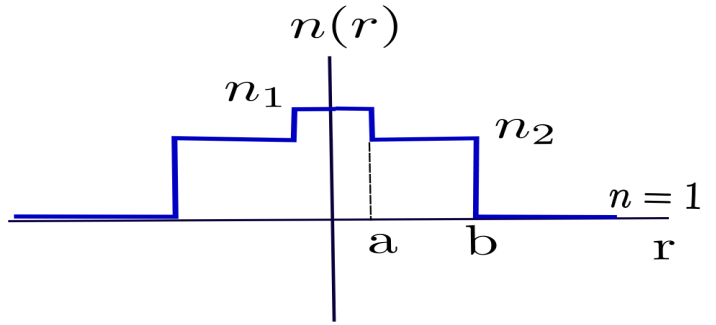


Figura 4: Comportamiento del índice de refracción para una fibra de perfil escalonado.

por los valores de los índices de refracción de el núcleo y la cubierta n_1 y n_2 respectivamente además de los radios a y b [Fig.4]. Algunos ejemplos usuales de la relación de los diámetros entre el núcleo y la cubierta en unidades de $\mu m/\mu m$ son $2a/2b = 8/125, 50/125, 62.5/125, 85/125$ y $100/140$ el índice de refracción del núcleo y la cubierta difieren ligeramente, de tal forma que el cambio fraccional entre los índices de refracción es pequeño.

$$\Delta \equiv \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2} \ll 1 \quad (20)$$

Muchas de las fibras usadas en forma común en comunicaciones ópticas están hechas a base de vidrio de Silicio (SiO_2) con un alto grado de pureza los pequeños cambios en el índice de refracción del núcleo se obtienen al añadir pequeñas concentraciones de materiales dopantes (titanio, germanio, boro). El índice de refracción en el núcleo n_1 se encuentra en un

rango de 1.44 a 1.46 dependiendo de la longitud de onda y el valor Δ típicamente se encuentra entre 0.001 y 0.02.

Apertura Numérica.

Un rayo óptico en una fibra de índice escalonado es guiado por medio de reflexión interna total mientras el núcleo de la fibra se encuentre a un ángulo de incidencia en la frontera núcleo-cubierta mayor que el ángulo crítico.

$$\theta_c = \text{Sen}^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (21)$$

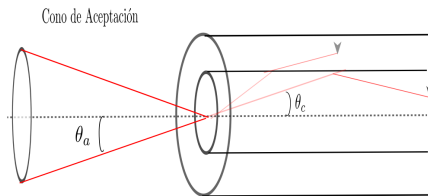


Figura 5: Cono de Aceptación.

Para que un rayo que incide desde el exterior sobre el núcleo de la fibra, se convierta en una onda guiada bajo refracción sobre el núcleo de la fibra, se debe cumplir que el ángulo θ que forma con el eje de la fibra sea menor que θ_c [Fig.5]. Aplicando la ley de Snell en la frontera Aire-Núcleo, el ángulo θ_a en el aire que corresponde con un ángulo θ_c en

el núcleo se obtiene de la relación $1 \cdot \sin(\theta_a) = n_1 \sin(\theta_c)$ lo cual implica que $\theta_a = n_1 \sqrt{1 - \cos^2 \theta_c} = n_1 \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. El **Ángulo de Aceptación** de la fibra es entonces.

$$\theta_a = \text{Sen}^{-1} NA \quad (22)$$

Donde NA es la apertura numérica de la fibra la cual esta dada por la relación.

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (23)$$

El ángulo de aceptación θ_a de la fibra determina el cono formado por los rayos externos que son guiados por la fibra. Los rayos que inciden con un ángulo mayor que θ_a son refractados en la fibra y son guiados solo una pequeña distancia, ya que no entran dentro del criterio de la reflexión total interna .

0.7. Modos de propagación.

Ahora se procederá al desarrollo de la teoría óptica electromagnética de la propagación de la luz en fibras, para poder así determinar los campos eléctricos y magnéticos. Dentro de la fibra se hará uso de las ecuaciones de Helmholtz y las condiciones de frontera impuestas por las constantes dieléctricas de el núcleo y cubierta.

En todas las fibra existen ciertas soluciones especiales llamadas **Modos**

cada modo tiene una constante de propagación distintiva, una distribución del campo en el plano transversal característica y dos estados de polarización inherentes.

0.7.1. Ecuación de Helmholtz.

La fibra óptica es un medio dieléctrico con un índice de refracción $n(r)$, para fibras de índice escalonado la función que describe el comportamiento del índice de refracción toma un valor $n(r) = n_1$ en el núcleo ($r < a$) y $n(r) = n_2$ en el recubrimiento ($r > a$) [Fig.4] se supone además que el radio externo b de la cubierta es lo suficientemente grande que puede considerarse infinito, de tal forma que la luz solo puede propagarse por el núcleo y cerca de la frontera núcleo-cubierta.

Cada una de las componentes de los campos eléctricos y magnéticos monocromáticos obedecen la ecuación de Helmholtz.

$$\nabla^2 U + n^2(r)k_0 U = 0 \quad ; \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (24)$$

Esta ecuación es válida en cada una de las dos regiones de la fibra de perfil escalonado.

En un sistema de coordenadas cilíndricas la ecuación de Helmholtz se transforma en

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 U = 0 \quad (25)$$

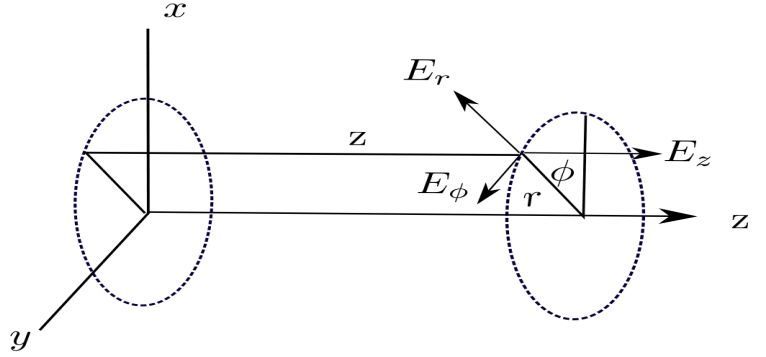


Figura 6: Sistema de coordenadas cilíndricas

Donde $U = U(r, \phi, z)$, los modos guiados son ondas que viajan en la dirección z con constante de propagación β por ello que la dependencia en z de U es de la forma $e^{-j\beta z}$. Además debe ser periódica en el ángulo ϕ con periodo 2π , es decir debe tener una forma armónica $e^{-jl\phi}$ donde l es un entero sustituyendo

$$U(r, \phi, z) = u(r)e^{-jl\phi}e^{-j\beta z} \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3... \quad (26)$$

Sustituyendo esta solución general en la ecuación 25 se encuentra una ecuación diferencial ordinaria para la parte radial $u(r)$.

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(n^2(r)k_0^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad (27)$$

La onda es guiada si la constante de propagación es menor que el número de onda en el núcleo ($\beta < n_1 k_0$) y mayor que en la cubierta ($\beta > n_2 k_0$). Es conveniente definir.

$$k_t^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad \gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (28)$$

De tal forma que para ser ondas guiadas k_t^2 y γ^2 deben ser positivos y k_t y γ reales. Escribiendo por separado las ecuaciones para el núcleo y la cubierta.

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(k_t^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad r < a \quad (\text{nucleo}) \quad (29)$$

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} + \left(\gamma^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) u = 0 \quad r > a \quad (\text{Recubrimiento}) \quad (30)$$

Estas ecuaciones son bien conocidas cuyas soluciones son las familias de ecuaciones de Bessel. De esta familia de soluciones se descartan aquellas funciones que divergen al aproximarse al centro $u(r) \rightarrow \infty$, $r \rightarrow 0$ ó al alejarse de la cubierta $u(r) \rightarrow \infty, r \rightarrow \infty$.

Teniendo esto en cuenta las soluciones en el núcleo y el recubrimiento son:

$$u(r) = J_l(k_t r) \quad r < a \quad \text{nucleo} \quad (31)$$

$$u(r) = K_l(\gamma r) \quad r > a \quad \text{Recubrimiento} \quad (32)$$

Donde $J_l(x)$ es la función de Bessel de primer tipo y orden l , y $K_l(x)$ es la función de Bessel modificada de segundo tipo y orden l . La función $J_l(x)$ oscila de la misma forma que las funciones senos y cosenos, pero con una amplitud que decae. La función $K_l(x)$ decae exponencialmente conforme aumenta el valor de la variable x .

Los parámetros k_t y γ determinan la razón de cambio de $u(r)$ entre el núcleo y la cubierta, respectivamente. Un gran valor de k_t implica muchas

oscilaciones en la distribución radial en el núcleo. Mientras que un valor grande de γ implica un decaimiento rapido y una pequeña penetración de la onda en el recubrimiento. De la suma de los cuadrados obtenemos que

$$k_t^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2 = (NA)^2 k_0^2 \quad (33)$$

De tal forma que si k_t se incrementa, γ decrece al igual que la profundidad que el campo penetra en el recubrimiento. Para valores de k_t que excedan NAk_0 , la cantidad γ se hace imaginaria y la onda deja de ser guiada por el núcleo.

0.7.2. Parámetro V de la fibra.

Normalizando las cantidades k_T y γ se definen las cantidades.

$$X = k_T a \quad Y = \gamma a \quad (34)$$

sustituyendo en la ecuación 33

$$X^2 + Y^2 = V^2 \quad (35)$$

Donde $V = NA \cdot k_0 a$ con lo cual el **Parámetro V** de la fibra se define por

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda_0} NA \quad (36)$$

Para que la onda sea guiada dentro de la cavidad es necesario que X sea menor que V . El parámetro V es muy importante por que determina el

numero de modos que pueden propagarse en la fibra.

0.8. Ecuación Característica (Fibras de guiado débil)

Muchas de las fibras tiene guiado débil (*i.e.*, $n_1 \approx n_2$ o $\Delta \ll 1$) de tal forma que los rayos guiados son paraxiales, *i.e.* cercanos a paralelos al eje de la fibra. Las componentes longitudinales de los campos magnéticos y eléctricos se comportan como ondas transversales electromagnéticas (TEM). La polarización lineal en las direcciones x y y forman estados de polarización ortogonales. El modo linealmente polarizado (l, m) es denotado por LP_{lm} . Las dos polarizaciones del modo (l, m) viajan con la misma constante de propagación y tienen la misma distribución espacial.

La ecuación característica que determina el número de modos que se propagan se obtiene mediante la condición de que la función escalar $u(r)$ sea continua y tenga derivada continua en la frontera $r = a$ [8] esta condición se cumple cuando.

$$\frac{(k_T a) J_l'(k_T a)}{J_l(k_T a)} = \frac{(\gamma a) K_l'(\gamma a)}{K_l(\gamma a)} \quad (37)$$

Las derivadas de J_l' y K_l' de las funciones de Bessel satisfacen las identidades

$$J_l'(x) = \pm J_{l \mp 1}'(x) \mp l \frac{J_l(x)}{x} \quad (38)$$

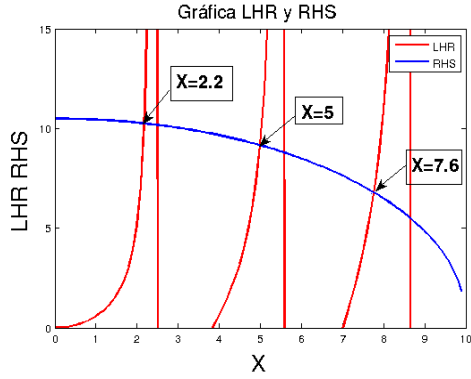


Figura 7: Gráfica para la intersección de las funciones LHS y RHS para $V=10$ y $l=0$.

$$K'_l(x) = -K'_{l\mp 1}(x) \mp l \frac{K_l(x)}{x} \quad (39)$$

sustituyendo estas relaciones en la ecuación 37 y usando los parámetros normalizados 34 obtenemos la **Ecuación Característica**.

$$X \frac{J_{l\pm 1}(X)}{J_l(X)} = \pm \frac{K_{l\pm 1}(Y)}{K_l Y} \quad Y = \sqrt{V^2 - X^2} \quad (40)$$

Dados V y l la ecuación característica contiene solo una variable desconocida X . Haciendo notar que $J_{-l}(x) = (-1)^l J_l(x)$ y $K_{-l}(x) = K_l$ la ecuación 40 permanece inalterada al reemplazar l por $-l$.

La ecuación característica puede ser resuelta al graficar las ecuaciones que se encuentran al lado derecho (**RHS**) y al lado izquierdo (**LHS**) de la ecuación 40 como función de X y buscar las intersecciones de forma numérica.

0.8. ECUACIÓN CARACTERÍSTICA (FIBRAS DE GUIADO DÉBIL)33

Para $l = 0$, la función **LHS**, tiene múltiples brazos [Fig. 7], mientras que la función **RHS** decrece monóticamente, conforme se incrementa X , y se anula en $X = V(Y = 0)$, con múltiples intersecciones en el intervalo $0 < X < V$, cada punto de la intersección corresponde con un modo de la fibra para un valor característico de X . Estos valores se denotan por X_{lm} , $m = 1, 2, 3, \dots, M_l$ conforme aumenta X . Una vez que se encuentra X_{lm} , con las ecuaciones 34 junto con la ecuación 33 se determinan la constante de propagación transversal correspondiente k_{Tlm} , el parámetro de decaimiento γ_{lm} , la constante de propagación β_{lm} , y la función para la distribución radial $u_{lm}(r)$

Para cada valor del parámetro V existe un número de modos cada uno con una distribución radial distintiva, por ejemplo para $l = 0$ y $V = 5$ solo existe una intersección [Fig 8] lo cual corresponde a que solo existe un modo de propagación LP_{01} ($l = 0, m = 1$).

Usando que $Y = \sqrt{V^2 - X^2}$ y las ecuaciones 34 tenemos que las coordenadas de intersección $(X_i, Y_i) = (k_{T01}a, \gamma_{01}a)$ además $\beta = \sqrt{k_{T01}^2 - n_1^2 k_0^2}$ con todo lo anterior la solución para la parte radial del modo LP_{01} queda

$$u_{01}(r) = J_0(k_{T01}r) \quad r < a \quad \text{nucleo} \quad (41)$$

$$u_{01}(r) = K_0(\gamma_{01}r) \quad r > a \quad \text{Recubrimiento} \quad (42)$$

Para unos valores de (l, m) dados y teniendo en cuenta las dos soluciones asociadas a los valores $l, -l$ la solución estacionaria U_{lm} completa

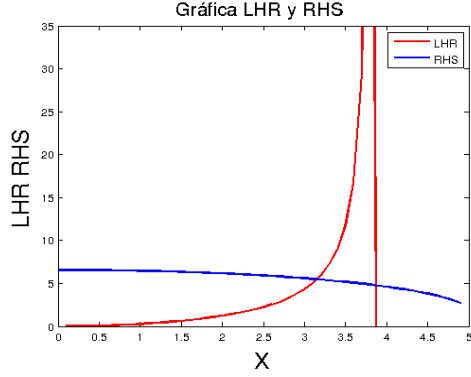


Figura 8: Intersección de las funciones RHS y LHS para $V=5$ y $l=0$.

en general para un modo LP_{lm} es.

$$U_{lm}(r, \phi, z) = u_{lm}(r)e^{-jl\phi}e^{-j\beta_{lm}z} + u_{lm}(r)e^{jl\phi}e^{-j\beta_{lm}z} = u_{lm}(r)\text{Cos}(l\phi)e^{-j\beta_{lm}z} \quad (43)$$

en donde

$$u_{lm}(r) = J_l(k_{Tlm}r) \quad r < a \quad \text{nucleo} \quad (44)$$

$$u_{lm}(r) = K_l(\gamma_{lm}r) \quad r > a \quad \text{Recubrimiento} \quad (45)$$

La intensidad I en un plano transversal es

$$I = U_{lm} \cdot U_{lm}^* = u_{lm}^2(r)\text{Cos}^2(l\phi) = I_0 J_{lm}^2 \text{Cos}^2(l\phi) \quad (46)$$

En donde I_0 representa el pico de intensidad máxima y l es el orden de la función de Bessel. En esta misma ecuación, l representa la mitad del número de mínimos ó máximos) que ocurran en el patrón de intensidad (conforme ϕ varía a lo largo de 2π radianes); a su vez m indica el número

de máximos en el patrón de intensidad que ocurren en una línea radial entre cero y el radio del núcleo a .

0.8.1. Modos de propagación en fibra SMF-28 con

$$\lambda_0 = 1550nm.$$

De estas soluciones vale la pena verificar el número de modos que se propagan en la fibra SMF-28, esta fibra tiene cero dispersión en $1550nm$ con $8.4\mu m$ de diámetro en el núcleo y $125\mu m$ de diámetro final, el índice de refracción en el núcleo es de $n_1 = 1.4677$, en el recubrimiento de $n_2 = 1.4610$ el parámetro V que le corresponde con estos valores es $V = 2.45$ con estos valores las gráficas de las funciones **LHS** y **RHS** para $l = 0$ la podemos ver en la [fig. 0.8.1], el modo asociado a esta intersección es el modo LP_{01} la función que describe la intensidad de acuerdo con 43 es

$$I_{01}(r) = J_0^2(k_{T01}r) \quad r < a \quad \text{nucleo} \quad (47)$$

$$I_{01}(r) = K_0^2(\gamma_{01}r) \quad r > a \quad \text{Recubrimiento} \quad (48)$$

La intensidad transversal asociada con el modo LP_{01} la podemos observar en la [fig.0.8.1].

En el patrón de intensidad podemos observar un lobulo central que decae con la distancia. Para $l = 1$ las gráfica de las funciones **LHS** **RHS**

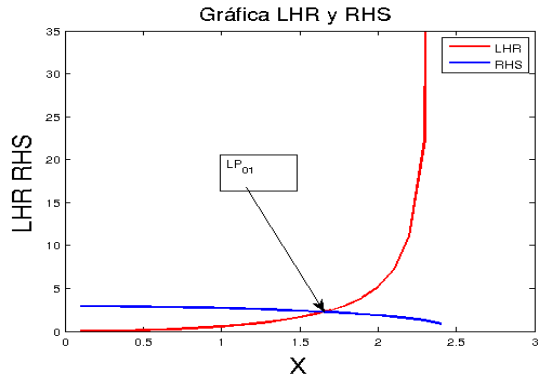


Figura 9: Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=2.45$ y $l=0$.

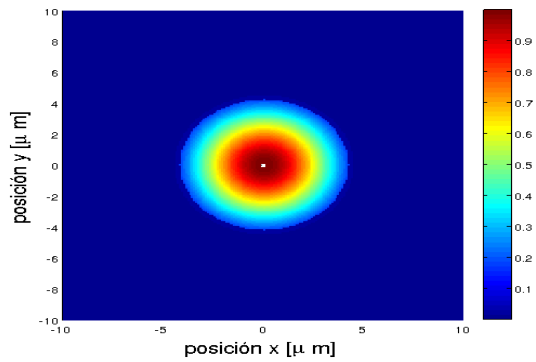


Figura 10: Patrón de intensidad transversal para el modo LP_{01} con $V = 2.45$ y $l = 0$.

0.8. ECUACIÓN CARACTERÍSTICA (FIBRAS DE GUIADO DÉBIL)37

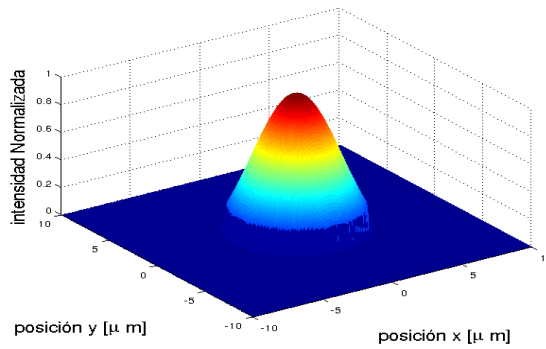


Figura 11: Patrón de intensidad para el modo LP_{01} con $V = 2.45$ y $l = 0$.

no tiene raíces reales de allí que no existen otros modos de propagación.

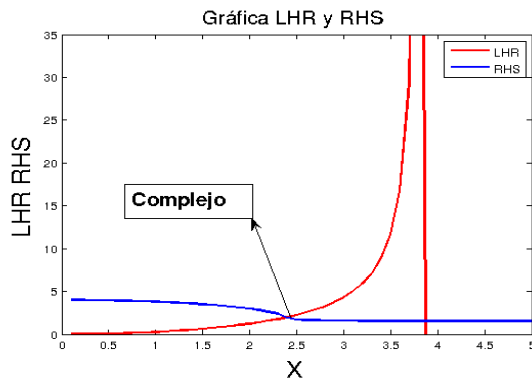


Figura 12: Grafica de las funciones RHS y LHS para $V=2.45$ y $l=1$.

0.8.2. Modos de propagación en fibra SMF-28 con

$$\lambda_0 = 783nm.$$

Otro de los resultados de interés es aquel en donde se cambia la longitud de onda de la fuente de bombeo de $1550nm$ a $783nm$ este cambio repercute en el valor del parámetro V de la fibra el cual cambia a $V = 4.7211$ la gráfica de la intersección de las funciones **LHS RHS** muestran que hay un primer corte el cual corresponde con el modo LP_{01} el cual tiene la forma anterior [Fig.0.8.1], el segundo corte corresponde con el modo LP_{02} el cual tiene un comportamiento que se observa en la [Fig.14] en este patrón se observan dos oscilaciones en la parte radial debido al comportamiento de la solución.

$$I_{02}(r) = J_0^2(k_{T02}r) \quad r < a \quad \text{nucleo} \quad (49)$$

$$I_{02}(r) = K_0^2(\gamma_{02}r) \quad r > a \quad \text{Recubrimiento} \quad (50)$$

Para $l = 1$ la gráfica de la de la intersección de las funciones **LHS RHS** muestran que hay un primer corte el cual corresponde con el modo LP_{11} La intensidad en este caso esta dado por la función

$$I_{11}(r) = J_1^2(k_{T11}r)Cos^2(\phi) \quad r < a \quad \text{nucleo} \quad (51)$$

$$I_{11}(r) = K_1^2(\gamma_{11}r)Cos^2(\phi) \quad r > a \quad \text{Recubrimiento} \quad (52)$$

Debido a la parte angular $Cos^2(\phi)$ la intensidad tiene dos lóbulos los cuales se pueden observar en la [Fig.16]

0.8. ECUACIÓN CARACTERÍSTICA (FIBRAS DE GUIADO DÉBIL)39

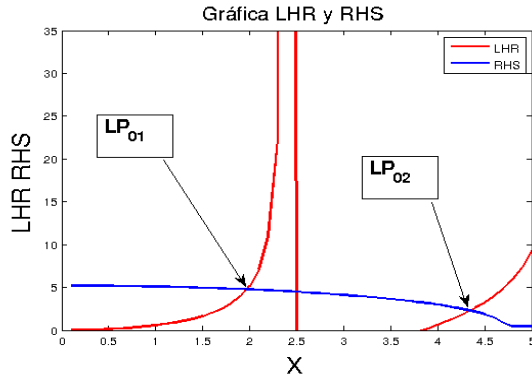


Figura 13: Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=4.72$ y $l=0$.

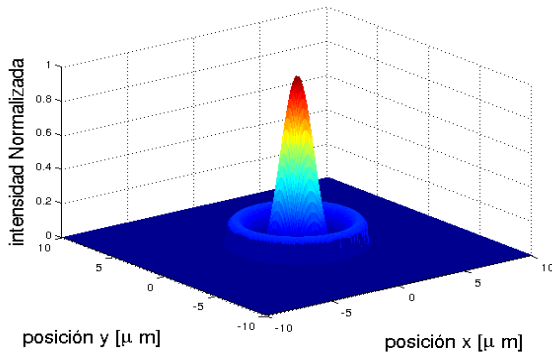


Figura 14: Patrón de intensidad para el modo LP_{02} con $V = 4.72$ y $l = 0$.

0.8.3. Parámetro de Corte.

Es evidente de los resultados anteriores que conforme V se incrementa, el número de intersecciones aumenta esto es provocado debido a que la función **LHS** de la ecuación característica es independiente de V , mientras que **RHS** se mueve a la derecha conforme V se incrementa.

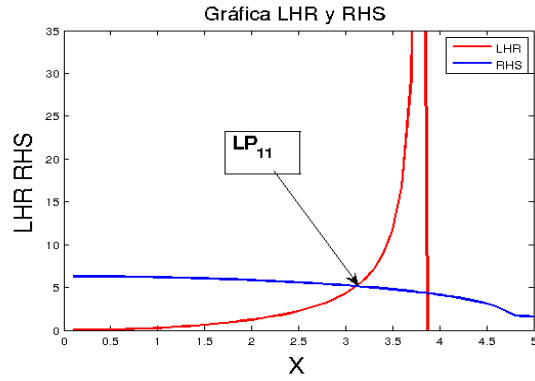


Figura 15: Gráfica de las funciones RHS y LHS para $V=4.72$ y $l=1$.

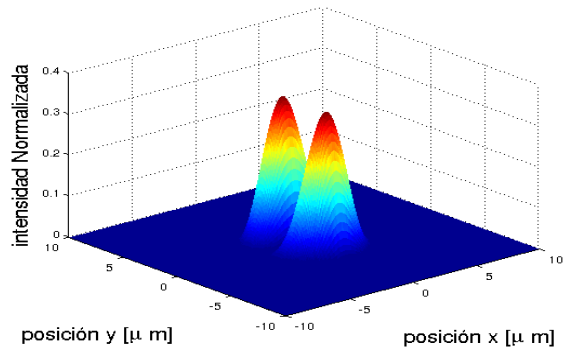


Figura 16: Patrón de intensidad para el modo LP_{11} con $V = 4.72$ y $l = 1$.

Conforme V se incrementa, el número de modos M_l es igual al número de raíces de $J_{l-1}(X)$ que son menores que V . El modo (m, l) existe si $V > x_{lm}$, de aquí que existe un punto de corte cuando $V = x_{lm}$, la siguiente tabla muestra las raíces de corte para modos LP_{lm} de ordenes bajos en distintos valores del parámetro V . El parámetro V es el que

0.8. ECUACIÓN CARACTERÍSTICA (FIBRAS DE GUIADO DÉBIL)41

| | | | |
|-----------------|-------|-------|-------|
| $l \setminus m$ | 1 | 2 | 3 |
| 0 | 0 | 3.832 | 7.016 |
| 1 | 2.405 | 5.520 | 8.654 |

Cuadro 3: Parámetro de corte V para modos LP_{lm} de orden bajo.

determina el número de modos que pueden existir en una fibra en particular.

Cuando el parámetro $V < 2.405$ de acuerdo con la tabla solo puede existir el modo LP_{01} , este tipo de fibras es conocido como fibras **Monomodo** (**SMF** Single-Mode Fiber en inglés) porque solo solo pueden guiar un modo, para fibras en las cuales $V > 2.405$ en número de modos aumenta por eso son conocidas como fibras multimodo. De acuerdo con esta observación la fibra SMF-28 es una fibra monomodo con una $\lambda_0 = 1550nm$ y se comporta como una fibra multimodo con $\lambda_0 = 783nm$.

Teoría del proceso de estirado.

0.9. Desarrollo del modelo.

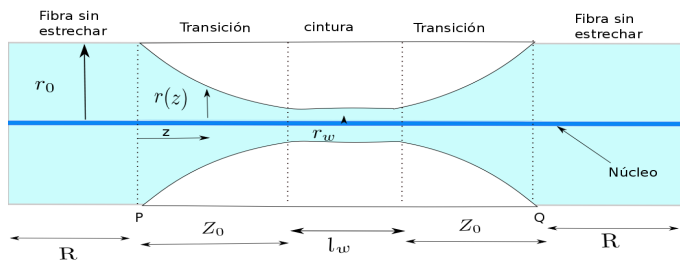


Figura 17: Terminología usada para describir el proceso de estirado.

El análisis teórico del proceso de estirado es desarrollado en [1], en donde se construye un modelo para describir la forma de la transición. En

este capítulo describiremos este análisis, además de un estudio detallado de las soluciones encontradas, así como de las limitaciones experimentales impuestas por el equipo para estrechar fibras. Para ello es necesario usar la terminología dada en la fig. 17 en ella podemos ver claramente las partes que constituyen una fibra estrechada (Taper) las cuales son;

Zona sin estirar: Esta zona es la región ajena al proceso de estirado y por lo tanto mantiene el radio original r_0 .

Transición: De esta zona del taper dependen las propiedades ópticas así como la calidad de la transmitancia como veremos más adelante. Esta zona empieza en $z = 0$ y tiene como longitud z_0 además para cada valor de $z \in [0, z_0]$ toma un valor de $r(z)$ el cual describe la variación del radio para cada valor de z .

Cintura: Corresponde a la zona central y esta delimitada por dos zonas de transición, esta región tiene la propiedad de tener un radio constante r_w , la longitud de esta zona es l_w .

Una fibra estrechada (taper) esta formada en la región PQ por dos zonas de transición y una cintura, el objetivo de este capítulo es presentar los resultados más importantes deducidos en [1] que serán de utilidad más adelante, para facilitar la lectura a continuación se muestra una tabla con los términos usados en la deducción.

| | |
|---------------------------------------|---------------------------------------|
| L :Longitud zona caliente en t | L_0 :Longitud inicial zona caliente |
| z :Coordenada en zona de transición | z_0 :Longitud de zona de transición |
| l_w :Longitud de la cintura | r_w :Radio de la cintura |
| $r(z)$:Radio en la transición | r_0 :Radio en zona sin estirar |
| x :Distancia de estirado en t | x_0 :Distancia de estirado final |
| L_{TF} :Longitud total final | R :Longitud de zona sin estirar |
| α :Parámetro de transición | |

Cuadro 4: Terminología usada en el desarrollo del modelo.

En la [Fig. 17] se muestran las cantidades que se usan para describir una fibra estrechada, se considera que el taper esta formado simetricamente (i.e. que las puntas están opuestas y los extremos se apartan a velocidades iguales y opuestas de la fuente de calor) de tal forma que las transiciones del taper son idénticas.

El radio de la fibra en la zona sin estrechar es r_0 y el taper tiene una cintura uniforme que tiene por longitud l_w (el cual puedo ser cero) y de radio r_w . Cada transición del taper es idéntica y tiene por longitud z_0 , la forma es descrita por una función decreciente del radio $r(z)$, donde z es la coordenada longitudinal. El origen de z se encuentra en el inicio de cada transición (punto P para la transición representado en la [Fig.

17]). La función que describe la transición cumple $r(0) = r_0$ y $r(z_0) = r_w$.

La extensión del taper x es la distancia neta cuando el taper ya ha sido estrechado y es igual a la diferencia entre la distancia PQ después de estirar menos la distancia PQ antes de que el proceso de estirado haya comenzado [Fig.19].

Típicamente la variación de x con el tiempo t esta determinado directamente por la velocidad relativa de los dos motores V_x los cuales tensan los extremos del taper apartándolos durante el proceso de estirado. Se supone que x es una función creciente de t . Todas estas cantidades pueden ser aplicadas al taper final y durante el estado instantáneo del taper mientras es estirado. La longitud de estirado final del taper al concluir el estirado es denotado por x_0 .

Refiriéndose a la [Fig. 18] , para algún tiempo t durante la elongación del taper, una zona en la cintura del taper (“la zona caliente AB ”) es uniformemente calentado, a la cual se modela como un cilindro de vidrio de baja viscosidad, los valores de la viscosidad y temperatura no son necesarios para el modelo que se emplea aquí. Aunque, se supone que

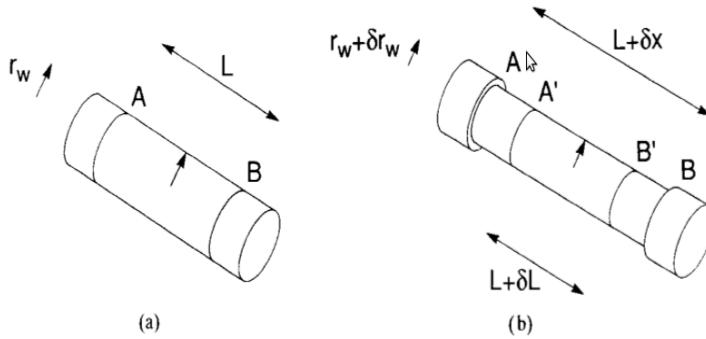


Figura 18: Terminología usada para describir el proceso de estirado. En a) se muestra una sección de la cintura del taper en un tiempo t que es calentada uniformemente en AB . En b) se muestra la misma sección después en un tiempo $t + \delta t$ en el cual fue estirado.

el vidrio es tal, que siempre puede ser estirado, además de que el peso del taper es despreciable, fuera de la zona caliente el vidrio es frío y solido. Los extremos del taper se apartan, tal que en un tiempo $t + \delta t$ el cilindro de vidrio en la zona caliente es estirado de acuerdo a la dirección dada por la flechas de forma que ahora, la sección AB tiene por longitud $L + \delta x$, donde δx es el incremento en la extensión en el intervalo δt , la longitud de la zona caliente cambia a $L + \delta L$ en el mismo tiempo.

Una vez que el taper ha sido estirado, las secciones AA' y BB' del cilindro caliente estrechado fuera de la zona caliente se encuentran solidificados, los cuales forman ahora parte de la zona de transición. La porción $A'B'$ de la cintura del taper se encuentra ahora en la zona ca-

liente la cual sera deformada de acuerdo con la dirección de las flechas.

L puede modificarse arbitrariamente de con la ayuda de un control apropiado de la fuente de calor. Sin embargo, para una buena descripción del proceso es necesario que la variación de L esta restringida a las siguientes condiciones:

$$\begin{aligned} L &\geq 0 \\ \frac{dL}{dx} &\leq 1 \end{aligned} \tag{53}$$

La primera restricción es obvia, la segunda asegura que las secciones extraídas de la cintura no se superponen ó de la misma forma $V_L < V_x$

La longitud de la cintura del taper l_w instantánea en el tiempo t , es igual a la longitud de la zona caliente en ese tiempo.

$$l_w(t) = L(t) \tag{54}$$

La longitud final de la cintura es igual a la longitud de la zona calentada (i.e. al tiempo cuando el estirado se detiene). Usando esta relación y la desigualdad dada por la ecuaciones 53 . El análisis de el modelo esta basado en dos ecuaciones fundamentales, la primera se refiere a la conservación de masa (ó de la misma forma conservación del volumen) en la zona estrechada de la cintura.

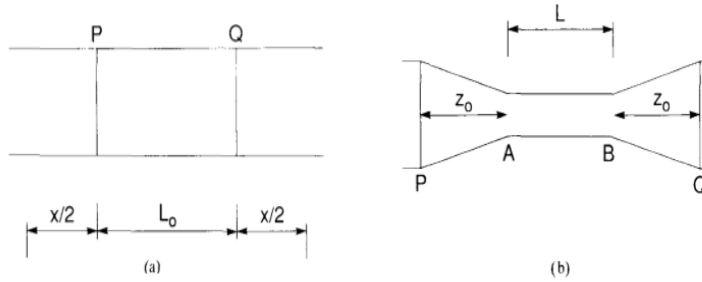


Figura 19: En a) vemos una sección de la fibra al momento de comenzar el estirado $t = 0$ en el cual una sección de longitud L_0 es calentado. En b) se muestra una sección de la fibra a un tiempo t durante el proceso de estirado en el cual la sección PQ se han separado una distancia x . La nueva distancia PQ tiene ahora por longitud $2z_0 + L$.

Como el volumen del cilindro AB en un tiempo $t + \delta t$ debe ser igual al volumen del cilindro al tiempo t se debe cumplir por conservación del volumen la relación:

$$\pi(r_w + \delta r_w)^2(L + \delta x) = \pi r_w^2 L \quad (55)$$

En donde δr_w es un cambio en el radio del cilindro el cual siempre es negativo. En el limite en el cual $\delta t \rightarrow 0$, se obtiene la ecuación diferencial de la “**Ley de volúmenes**” la cual gobierna la variación del radio de la cintura con la extensión en x .

$$\frac{dr_w}{dx} = -\frac{r_w}{2L} \quad (56)$$

La variación de L puede en general ser tomada como una función de x , solo se debe tener en cuenta que x debe ser a su vez una función monótona creciente del tiempo t .

La segunda ecuación fundamental relaciona la longitud instantánea de transición del taper z_0 con la extensión del taper x . Usando la ecuación 19 y comparando la longitud total PQ de la fibra estirada con la distancia inicial PQ al tiempo $t = 0$ se obtiene la “**Ley de las distancias**”.

$$2z_0(x) + L(x) = x + L_0 \quad (57)$$

Esta relación nos indica que la suma de las dos zonas de transición y la longitud de la zona caliente en cualquier instante durante el proceso, debe ser igual a la suma de la distancia estirada más la longitud de la zona caliente inicial L_0 en el tiempo $x = 0$. Además L debe ser una función de x y de acuerdo con el modelo, el radio local $r(z)$ en algún punto en general z en la zona de transición del taper es igual al radio de la cintura $r_w(x)$ de un punto que fue estirado hacia afuera de la zona caliente, la longitud $x(z)$ correspondiente con este evento, esta dado por la ley de las distancias con $z_0 = z$.

$$2z = x + L_0 - L \quad (58)$$

Donde la x en esta expresión especifica la distancia en el cual el punto z fue desplazado hacia fuera de la zona caliente esta es la **ley de las**

distancias generalizadas. La solución $x(z)$ de esta ecuación depende de la forma en como L varia con x . Con todo lo anterior el perfil del taper $r(z)$ puede ser determinado sustituyendo la $x(z)$ dentro de la ecuación $r_w(x)$ encontrada para la ley de los volúmenes.

0.10. Soluciones Particulares.

Lo siguiente es analizar el caso en el cual $L(x)$ y x_0 son dados y es necesario encontrar l_w, r_w, z_0 y $r(z)$, $L(z)$ debe satisfacer las restricciones dadas por 53. Cuando la longitud de la cintura del taper determinada por 54 es de la forma:

$$l_w = L(x_0) \quad (59)$$

La variación del radio de la cintura r_w con x se obtiene mediante la integración de la ley de los volúmenes 56 con la condición inicial: $r_w(0) = r_0$

$$\int_{r_0}^{r_w} \frac{dr'_w}{r'_w} = -\frac{1}{2} \int_0^x \frac{dx'}{L(x')} \quad (60)$$

Resultando la expresión general

$$r_w(x) = r_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{dx'}{L(x')} \right] \quad (61)$$

En donde $L(x)$ es conocido y $r_w(x)$ debe ser encontrado además el radio de la cintura en el taper final debe ser $r_w(x_0)$. La ley de las distancias 57 implica que la longitud de la transición del taper z es una función de x de la forma.

$$z(x) = \frac{1}{2}[x + L_0 - L(x)] \quad (62)$$

La longitud de la transición final z_0 es entonces $z(x_0)$. Para obtener $r(z)$ es necesario invertir la ecuación 62 para encontrar $x(z)$ esta puede resolverse analíticamente ó numéricamente, dependiendo de la forma fun-

cional de $L(x)$. La función del perfil del taper se encuentra sustituyendo esta $x(z)$ en la ecuación 61 para $r_w(x)$.

$$r(z) = r_w(x(z)) \quad (63)$$

0.10.1. Zona Caliente Constante.

El caso más simple que se puede analizar es aquel en el cual la zona caliente tiene un valor constante es decir.

$$L(x) = L_0 \quad (64)$$

De donde $l_w = L_0$ de la ecuación 61 se tiene que.

$$r_w(x) = r_0 e^{-x/2L_0} \quad (65)$$

Como el radio de la cintura final es en este caso $r_w(0)$ la ley de las distancias implica.

$$z(x) = \frac{x}{2} \quad (66)$$

De tal forma que $z_0 = x_0/2$ y x como función de z es simplemente $x(z) = 2z$ sustituyendo tenemos que la función para el perfil final del taper es

$$r(z) = r_0 e^{-z/L_0} \quad (67)$$

El cual coincide con un decaimiento exponencial para la transición del perfil.

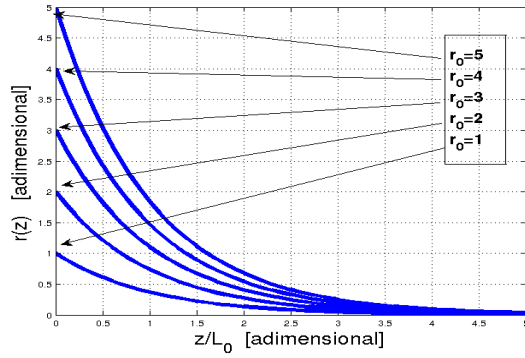


Figura 20: Gráficas de la función 67 para distintos valores de r_0 con $L_0 = 1$.

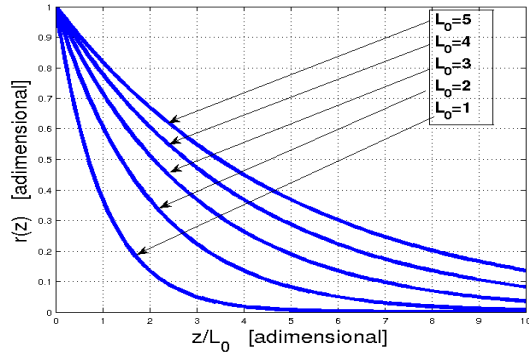


Figura 21: Gráficas de la función 67 para distintos valores de L_0 con $r_0 = 1$.

En la [Fig. 20] podemos observar el comportamiento de la zona de transición para diversos valores de r_0 manteniendo fijo el valor de $L_0 = 1$ y como es de esperar este factor modifica la transición simplemente expandiéndola sobre el eje vertical, en el caso presentado se observan 5 gráficas donde cada una corresponde a un valor de $r_0 \in [1, 5]$.

En la [Fig. 21] podemos observar el comportamiento de la función 67 en la cual se mantiene fijo el valor de $r_0 = 1$ mientras que L_0 varia entre los valores $L_0 \in [1, 5]$ en este caso la transición tiene una caída más lenta mientras el valor de L_0 aumenta.

0.10.2. Variación Lineal de la zona caliente.

En este caso se considera una zona caliente en la cual la longitud L cambia linealmente con la extensión del taper es decir

$$L(x) = L_0 + \alpha x \quad (68)$$

En donde α es una constante la cual determina el cambio de la razón relativa entre la zona caliente y la elongación del taper. Las condiciones 53 requieren que $\alpha < 1$ y también que $x_0 \leq L_0/|\alpha|$ si α es negativo. Cuando se satisfacen estos requisitos se tiene que

$$l_w = L_0 + \alpha x_0 \quad (69)$$

Usando la ecuación 61 se tiene

$$r_w(x) = r_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{dx'}{L(x')} \right] \quad (70)$$

$$r_w(x) = r_0 \left[1 + \frac{\alpha x}{L_0} \right]^{-1/2\alpha} \quad (71)$$

Cuando el radio en la cintura del taper final es $r_w(x)$ la ley de las distancias 57 implica

$$z(x) = \frac{1}{2}(1 - \alpha)x \quad (72)$$

De tal forma que $z_0 = (1 + \alpha)x_0/2$ y x puede expresarse como una función de z de lo cual la **función para la zona de transición** del taper es :

$$r(z) = r_0 \left[1 + \frac{2\alpha z}{(1 - \alpha)L_0} \right]^{-1/2\alpha} \quad (73)$$

Para analizar el comportamiento de la función para la transición obtenemos la segunda derivada parcial de la función 73 respecto a la variable z , tomando como referencia a los valores de $r_0 = L_0 = 1$.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\left[1 + \frac{2\alpha z}{(1 - \alpha)} \right]^{-1/2\alpha} \right) = \frac{2(1 + 1/2\alpha)\alpha(1 + \frac{2\alpha z}{1 - \alpha})^{-2-1/2\alpha}}{(1 - \alpha)^2} \quad (74)$$

En la [Fig.22] podemos observar el comportamiento de la segunda derivada evaluada en un valor central sobre la zona de transición $z = 0.5$ como función del parámetro de transición, la concavidad de la función que describe la transición del taper 73 esta determinado a primera aproximación por la función $1 + \alpha/2$, tomando solo los valores de $\alpha \in [-1, 1]$ con $z \in [0, 1]$

Primer caso $\alpha < -0.5$

En este caso la función $1 + \alpha/2$ toma un valor negativo por lo que

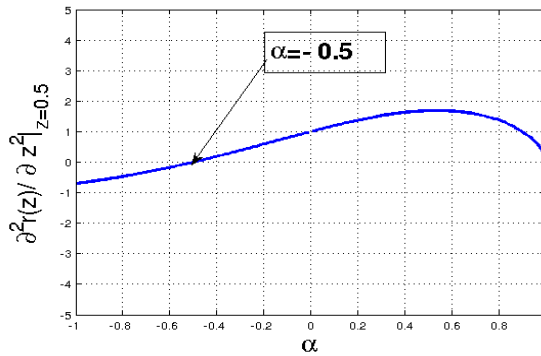


Figura 22: Comportamiento de la segunda derivada de la función evaluada en $z = 0.5$

la segunda derivada parcial también toma este valor negativo lo que implica que la función de transición **73** es cóncava.

Segundo caso $\alpha = -0.5$

Para el caso en el cual $\alpha = -0.5$ la función $1 + \alpha/2$ se anula lo que corresponde a una transición lineal.

Tercer caso $-0.5 < \alpha < 1$

Para alfas en esta región la función $1 + \alpha/2$ tiene signo positivo lo que corresponde con que la función **73** para la transición es convexa.

Podemos ver en la fig. **23** las gráficas que muestran el comportamiento de la función **73** para distintos valores del parámetro α lo cual concuerda con el análisis de concavidad.

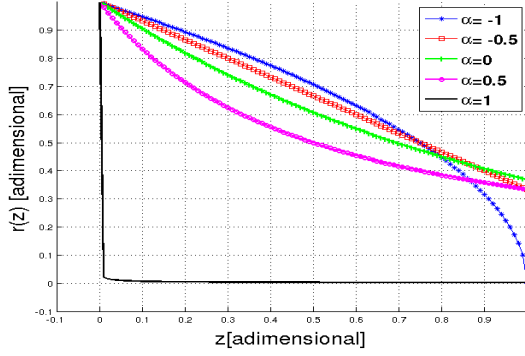


Figura 23: Comportamiento de la función 73 con los valores de $r_0 = L_0 = 1$ y el valor $\alpha \in [-1, 1]$.

0.10.3. Resumen

La conclusión del modelo radica en que la forma final del taper queda completamente determinado por los parámetros α , r_0 , L_0 y r_w de tal forma que la longitud de la cintura l_w , de la zona de transición z_0 y la función que describe la transición $r(z)$ son para $\alpha = 0$

$$l_w = L_0 \quad (75)$$

$$z_0 = L_0 \ln \left(\frac{r_0}{r_w} \right) \quad (76)$$

$$x_0 = 2z_0 \quad (77)$$

$$r(z) = r_0 e^{-\frac{z}{L_0}} \quad (78)$$

Para el caso en el cual $\alpha < 1$ pero bajo la restricción $x_0 < L_0/|\alpha|$

$$x_0 = \frac{L_0}{\alpha} \left((r_w/r_0)^{-2\alpha} - 1 \right) \quad (79)$$

$$l_w = L_0 + \alpha x_0 \quad (80)$$

$$z_0 = (1 - \alpha) \frac{x_0}{2} \quad (81)$$

$$r(z) = r_0 \left[1 + \frac{2\alpha z}{(1 - \alpha)L_0} \right]^{-1/2\alpha} \quad (82)$$

Hay que hacer notar que estos resultados no dependen de las velocidades del quemador $V_L = dL/dt$ y de los motores que estiran $V_x = dx/dt$, estas velocidades solo influyen en el tiempo que dura todo el proceso, este tiempo esta dado por $t_0 = x_0/V_x$.

Usando estos resultados las siguientes gráficas son simulaciones para distintos perfiles.

0.10.4. Simulaciones

Variación del Diámetro en la cintura D_w con $\alpha = 0$.

La fibra óptica usada en el proceso de estirado de forma convencional es la SMF-28 la cual cuenta con un diámetro $D = 125 \pm 0.2\mu m$, por ello tomado como referencia los valores de $L_0 = 5mm$, $\alpha = 0$, y $D_0 = 125\mu m$, en donde $D_0 = 2r_0$, se realizaron las siguientes simulaciones de los perfiles finales.

Tomar el diámetro o el radio no influye en los cálculos de los perfiles ya que solo es un factor de dos en ambos lados de la ecuación 67. Adicionalmente se tomaron $R = 5mm$ de Zona sin estirar de ambos lados de la transición los resultados son los siguientes.

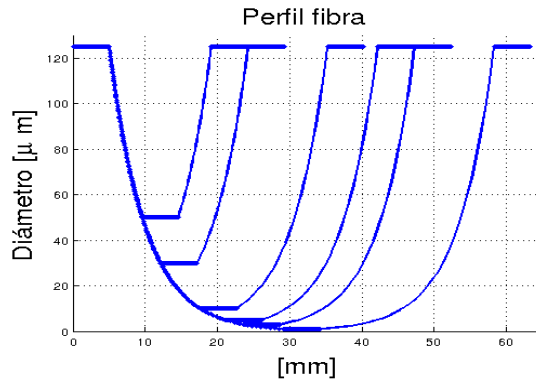
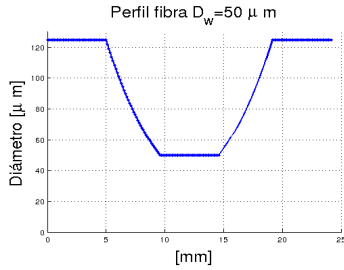
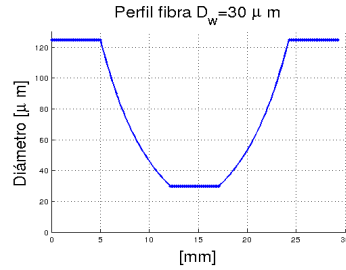


Figura 24: Perfiles para $D_w = 50, 30, 10, 5, 3, 1[\mu m]$ respectivamente. Con $\alpha = 0$ y $L_0 = 5mm$.

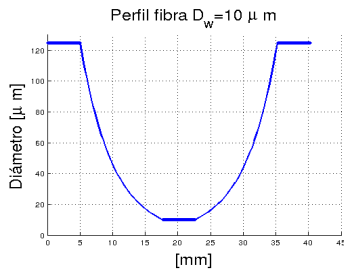
De realizar estas simulaciones surge el hecho de que la longitud to-



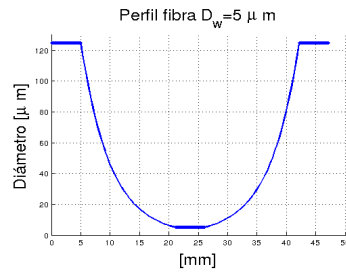
(a) $D_w = 50 \mu\text{m}$



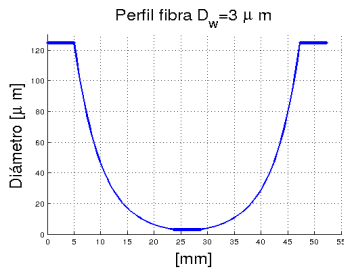
(b) $D_w = 30 \mu\text{m}$



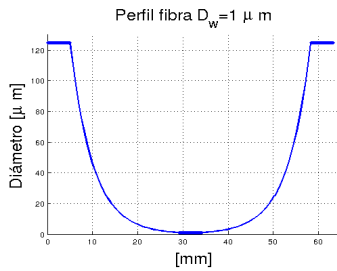
(c) $D_w = 10 \mu\text{m}$



(d) $D_w = 5 \mu\text{m}$



(e) $D_w = 3 \mu\text{m}$



(f) $D_w = 1 \mu\text{m}$

Figura 25: Simulaciones de los perfiles para distintos valores de diámetro en la cintura D_w con $\alpha = 0$ y $L_0 = 5\text{mm}$.

tal final de la fibra estirada $L_{TF} = 2R + 2z_0 + l_w$ aumenta conforme disminuye el diámetro de la cintura D_w , esto se puede deducir de la

ecuación 76 ya que, la longitud final de la fibra estirada solo depende de la longitud de la zona de transición z_0 . En la [fig.26] podemos observar el comportamiento de la longitud de la zona de transición z_0 como función del diámetro en la cintura tomando como referencia $L_0 = 5mm$ de esta gráfica podemos observar que conforme el diámetro en la cintura disminuye la longitud de la zona de transición aumenta, lo cual concuerda con las simulaciones.

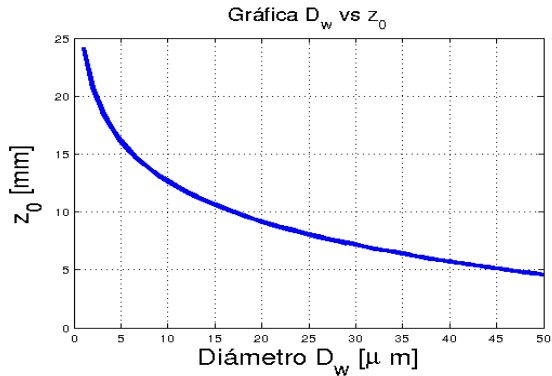


Figura 26: Gráfica de comportamiento de la longitud de la zona de transición z_0 como función del diámetro en la cintura D_w , con $\alpha = 0$ y $L_0 = 5mm$.

Esto nos provee de una restricción física en cuanto a la capacidad de estirado de la maquina, el equipo con el que se cuenta permite estirar fibras en las cuales la longitud total final $L_{TF} < 45cm$ tomando en cuenta esto se obtiene la siguiente gráfica [fig.27] en donde podemos observar la

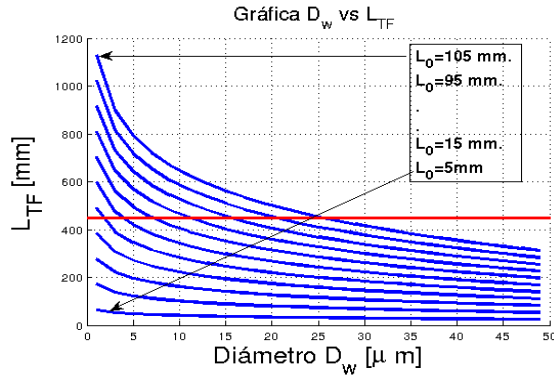


Figura 27: Gráfica para la restricción física de la maquina de estirado, todas las curvas que se encuentren por abajo de la recta pueden ser estiradas por el equipo, para este caso se tomaron los valores de $R = 5\text{mm}$ y $\alpha = 0$.

recta de corte y diferentes curvas para la longitud total final tomando como referencia $\alpha = 0$ y $R = 5\text{mm}$ de esta gráfica podemos deducir por ejemplo que si tomamos $L_0 = 105\text{mm}$ el mínimo diámetro en la cintura que podemos obtener es $D_w = 25\mu\text{m}$ este resultado es importante para fabricar muestras en las cuales el diámetro sea del orden de micras.

Variación parámetro de transición α .

Tomando como referencia los valores de $L_0 = 5\text{mm}$, $D_0 = 125\mu\text{m}$ y $D_w = 50\mu\text{m}$ se realizaron simulaciones para los perfiles en los cuales se modificó el parámetro de transición α .

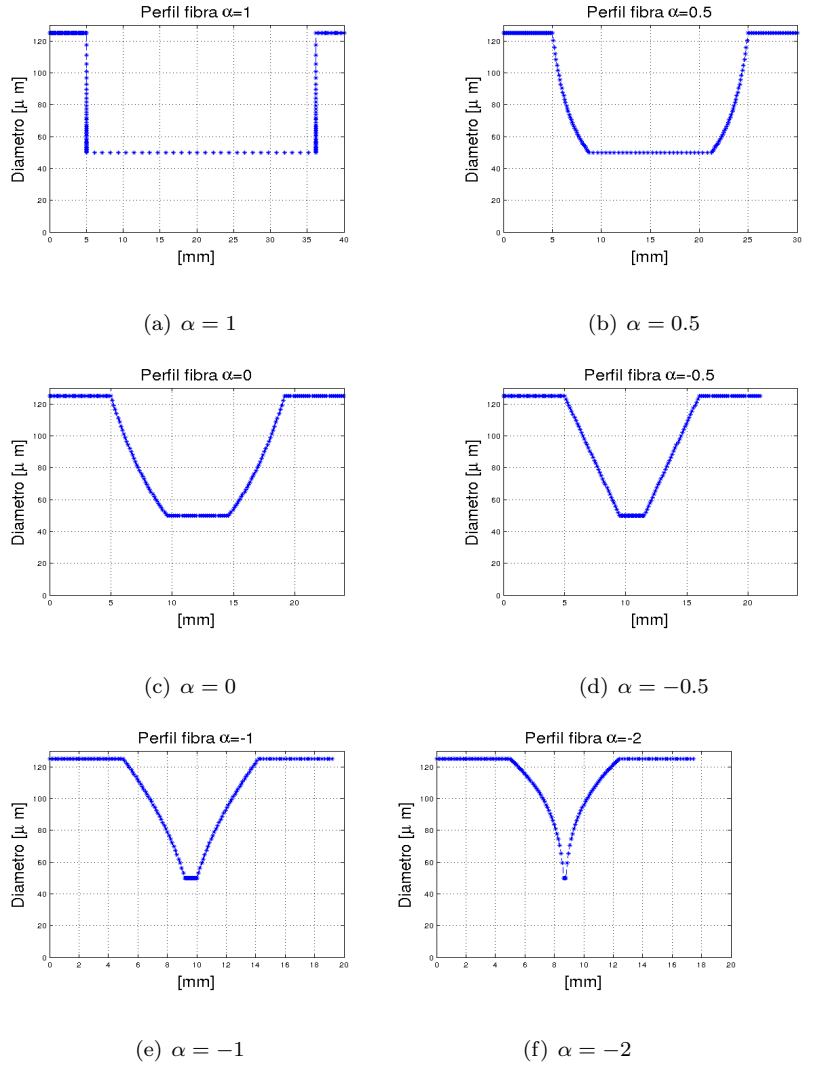


Figura 28: Simulaciones de los perfiles para distintos valores del parámetro de transición α , con $L_0 = 5\text{mm}$ y $D_w = 50\mu\text{m}$.

De las simulaciones anteriores podemos observar que la longitud del

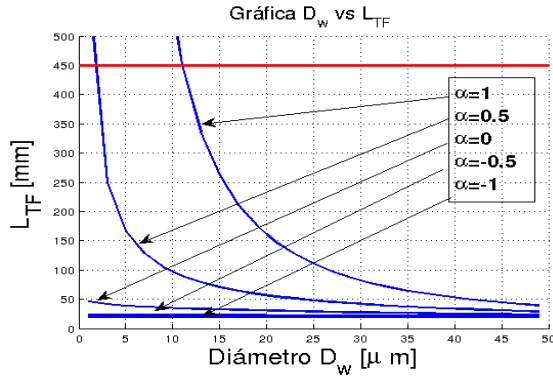


Figura 29: Gráfica de restricción para distintos valores del parámetro α .

cuello l_w depende del parámetro α elegido, esto es debido a que la longitud final de la cintura esta dado por $l_w = L_0 + \alpha x_0$ por ello si $0 < \alpha < 1$, l_w aumenta, cuando $\alpha = 0$, $l_w = L_0$ y nos encontramos con el caso analizado en las simulaciones anteriores, para $\alpha < 0$ la longitud de la cintura l_w disminuye.

En la [Fig.29] podemos observar el comportamiento de L_{TF} para los valores de $\alpha = 1, 0.5, 0, -0.5, y -1$, con $L_0 = 5mm$ de la misma forma la recta que determina la restricción física dada por el equipo, por ejemplo al elegir los valores de $\alpha = 1$ y $L_0 = 5mm$, el diámetro mínimo que se puede obtener es de $11\mu m$.

Otro de los puntos de interés es el caso en el cual $\alpha = 1$, para este caso la función para la transición 73 no esta definida, pero tomando valores

cercanos, el comportamiento observado se encuentra en la [Fig.0.10.4(a)], la cual coincide con una función escalón ideal, este resultado concuerda con la gráfica de la función 74 ya que en el límite $\alpha \rightarrow 1$ la segunda derivada se anula lo que representa una transición lineal.

Caracterización.

En este capítulo describiremos las características del equipo utilizado para estirar fibras ópticas, así como los dos métodos utilizados para caracterizar el perfil de los tapers después del proceso de estirado. El primero es caracterización por medio del procesamiento de imágenes obtenidas con microscopía óptica y el segundo es caracterización por medio del análisis del patrón de dispersión producida por iluminación transversal .

Una vez que se ha analizado el modelo para describir el proceso desarrollado en [1] en el capítulo anterior lo que sigue es obtener datos experimentales con los cuales realizar regresiones al modelo.

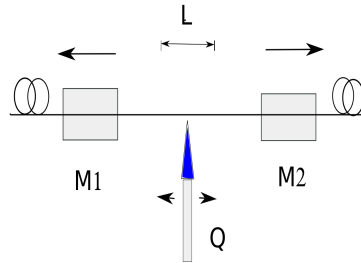


Figura 30: Esquema de funcionamiento de la máquina de estirado.

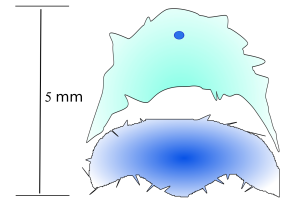


Figura 31: Flama usada en el proceso de estirado.

0.11. Descripción del equipo.

El equipo utilizado para estrechar las fibras ópticas consiste, en dos motores a pasos los cuales tienen la función de tensar los extremos de la fibra y un motor que mueve el quemador sobre la zona caliente, la cual es descrita en la [Fig. 18], estos motores están acoplados a unos tornillos sin fin los cuales convierten el movimiento rotacional en movimiento longitudinal. Adicionalmente debido a las limitaciones del equipo fue necesario adaptar un motor que permite introducir el quemador de forma automática.

El equipo de estirado incluye los siguientes elementos ver [Fig.30] Dos motores a pasos para los cuales tiene la función de tensar, Motor para Mechero, Dos controladores de flujos máxicos de la marca mks, una

fuente de poder, software para interfaz con PC.

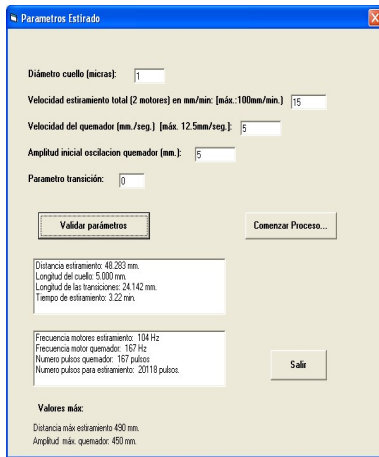


Figura 32: Ventana de parámetros iniciales.

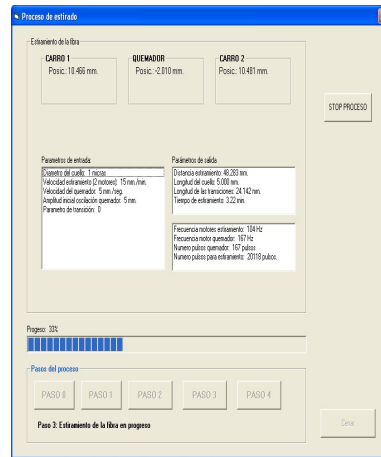


Figura 33: Ventana de parámetros finales.

Los parámetros que podemos controlar desde la interfaz son las siguientes:

Posición Inicial: Por medio de la ventana “motores” podemos colocar la posición inicial de los soportes de la fibra de manera arbitraria, el equipo permite que la separación inicial de los motores sea tal que , la longitud final del taper no rebase los 45 cm (Aunque el software indica una separación máxima de 490 mm, por cuestiones de caracterización la distancia real se limita a 450 mm).

Gases: La ventana de gases nos permite controlar la proporción entre

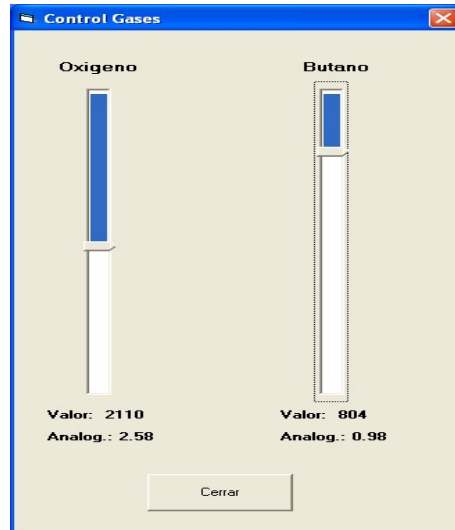


Figura 34: Ventana para la selección de la proporción entre gases.

los gases que ingresa en el mechero, el tamaño de la flama depende de la composición de la mezcla, la combinación elegida para todos los procesos de estirado se encuentran en una proporción $\frac{Oxigeno}{butano} = \frac{2110}{804} = 2.75$ esta combinación produce una flama de $0.5cm$ de altura aproximadamente como podemos observar en la [Fig.31]

Diámetro Final: Coincide con el diámetro final en la cintura del taper

$$D_w = 2r_w.$$

Amplitud inicial de oscilación del quemador: De acuerdo con la notación de la [Fig.19] corresponde con L_0 la longitud inicial de la zona caliente.

Velocidad de los motores: Es la velocidad con la que se separan los motores en el proceso de estirado $V_x = dx/dt$.

Velocidad del quemador: Es la velocidad con la que se mueve el quemador sobre la zona caliente $V_L = dL/dt$.

Parámetro de transición: Esto corresponde con α de acuerdo con la ecuación 73.

0.12. Proceso de estirado.

Para estirar una fibra óptica primero se le retira el protección de acrilato con la ayuda de unas pinzas especiales, posteriormente se limpia con un pañuelo libre de pelusa de la marca Kimwipes Kimtech, empapadas en alcohol isopropílico el cual desvanece los residuos.

Para iniciar el proceso de acuerdo con los valores que ingresemos en la ventana de parámetros inicial [Fig.32] el programa regresa las siguientes cantidades, las cuales podemos observar claramente en la [Fig.33].

Tiempo de estirado: Nos dice el tiempo estimado de duración del proceso de estirado y es igual a $t_0 = x_0/V_x$.

Longitud de las transiciones: El cual es igual a z_0 la longitud de la zona de transición de acuerdo con la ecuación 81.

Longitud final del cuello: De acuerdo con la notación de la [Fig. 17] corresponde con la longitud l_w de acuerdo con la ecuación 80.

Distancia de estirado: Este valor coincide con la distancia x_0 de acuerdo con la ecuación 79.

El proceso de estirado consta de los siguientes pasos, los cuales podemos observar en la parte inferior de la [Fig.33]

paso 0 Motores en el origen.

paso 1 llevar motores a posición inicial.

paso 2 Colocar la fibra óptica.

paso 3 Este paso incluye un tensado inicial y posteriormente pide la introducción de la flama.

Paso 4 Comenzar Proceso de estirado al oprimir el botón inicia el movimiento de los motores.

paso 5 En este punto una vez concluido el proceso nos da la opción de repetir el proceso con los mismos parámetros.

0.13. Caracterización del Perfil Final.

Una vez concluido un proceso de estirado, es importante determinar el perfil resultante de la fibra estrechada. Con este fin, como parte de mi

trabajo de tesis exploré dos técnicas:

1. Análisis de imágenes obtenidas por microscopía óptica. Consiste en obtener una fotografía del taper en cada sección, y determinar de las fotografías el número de píxeles que corresponden al diámetro de la fibra.
2. Análisis del patrón de dispersión provocado por iluminación transversal. Mediante el análisis de las imágenes obtenidas, del patrón de difracción producido al iluminar transversalmente con un haz láser una sección de la fibra estrechada. Se determina la frecuencia característica asociada con las dimensiones de la fibra y mediante una regresión se obtiene el perfil final.

0.14. Análisis de Imágenes obtenidas por microscopía óptica.

0.14.1. Arreglo Experimental.

En la [fig.35] podemos observar un esquema del arreglo utilizado para la toma de imágenes. El cual incluye un motor de movimiento longitudinal (ThorLabs Mod.LTS300) con el cual podemos obtener un control muy preciso en la dirección longitudinal del taper (eje z) la longitud máxima de traslación es de 30cm el paso mínimo que permite es de $2\mu m$,

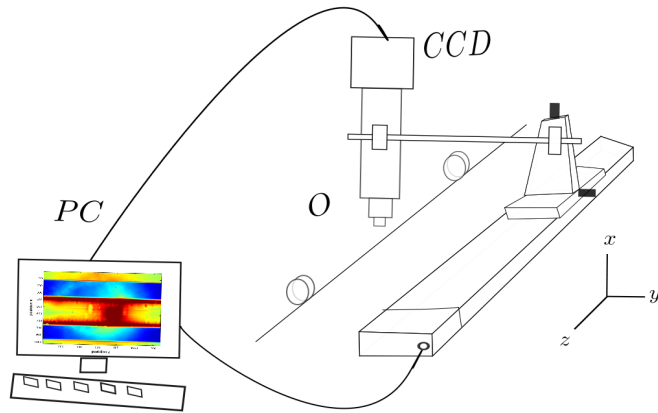


Figura 35: Esquema experimental para la toma de imágenes.

dos desplazadores micrométricos manuales (ThorLabs, Mod. MT1) uno en la dirección x y el otro en la dirección y la máxima distancia que permite desplazar es $13mm$.

Para la toma de imágenes se utilizó una cámara CCD de alta resolución (ThorLabs, Mod. DCU224C) la cual cuenta con una disposición rectangular de píxeles permitiendo una resolución de 1280×1024 , un objetivo de $40X$ (ThorLabs, Mod. RMS40X), un tubo expansor (ThorLabs Mod. SM1S10) de $1in$ y un segundo tubo de expansor de $2in$ (ThorLabs Mod. SM1S20), la iluminación la provee un diodo LED localizado en la parte inferior de la fibra.

En la [Fig.36] podemos observar el arreglo utilizado para el micros-

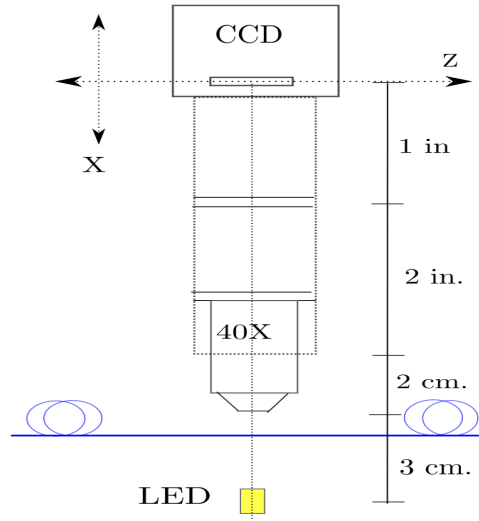


Figura 36: Arreglo experimental del microscopio para latoma de imágenes

copio. Se acoplan los dos tubos expansores junto con el objetivo a la cámara CCD, con las dimensiones descrita en el esquema. Para la toma de las imágenes se posiciona el microscopio en una posición específica z y con la ayuda de los desplazadores micrométricos se mueven los ejes x, y hasta lograr una buena imagen de la fibra, la iluminación es móvil de forma que el microscopio y la fuente de luz se mueven simultáneamente logrando una misma iluminación en todas la imágenes.

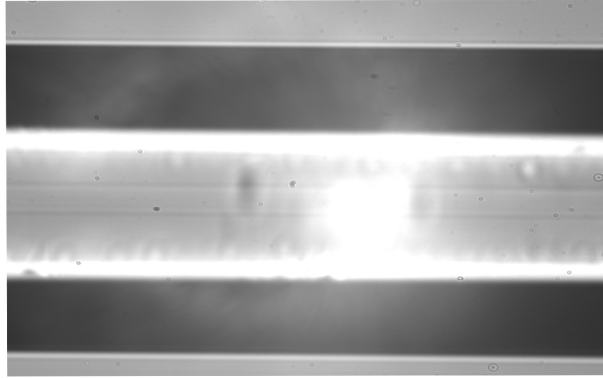


Figura 37: Fotografía de la fibra.

0.14.2. Programa para procesamiento de imágenes.

La cámara CCD nos da una fotografía del perfil de la fibra [Fig.37] para una posición específica del motor sobre el eje z esta imagen muestra una saturación cerca del centro provocado por la iluminación LED, esta saturación puede ser controlada disminuyendo la ganancia de la cámara CCD, de la fotografía podemos observar dos franjas horizontales de baja intensidad y una parte central con una alta intensidad, esto es provocado porque al ser la fibra un material dieléctrico actúa como una lente que enfoca la luz proveniente de la iluminación LED.

De esta fotografía se obtiene un arreglo de puntos los cuales corresponden a una superposición de 3 matrices de $[1240 \times 1080]$ en formato (RGB) una para cada color, cada punto de la matriz toma un valor de intensidad entre $[0, 255]$

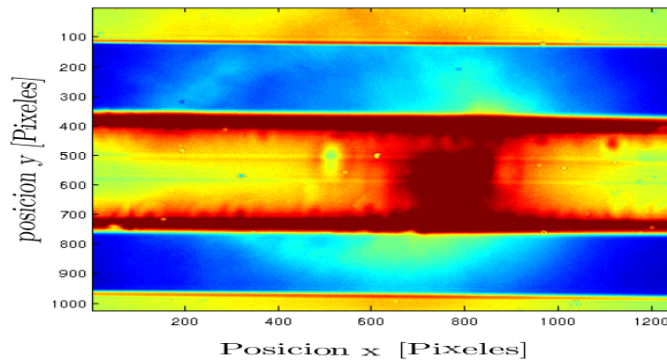
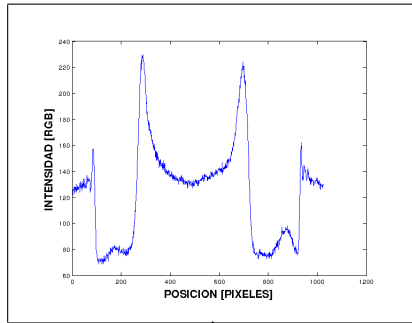
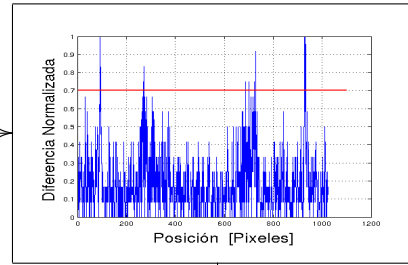
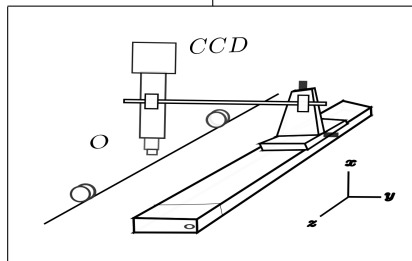
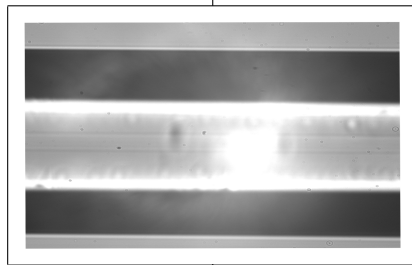
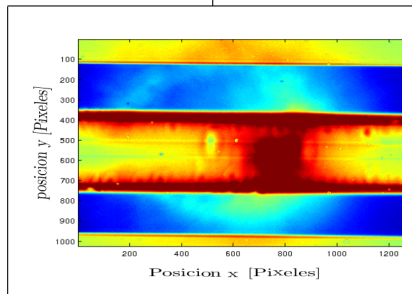


Figura 38: Imágen de la matriz asociada al color Rojo [R] (*en color falso azul indica una intensidad baja y rojo una saturación*).

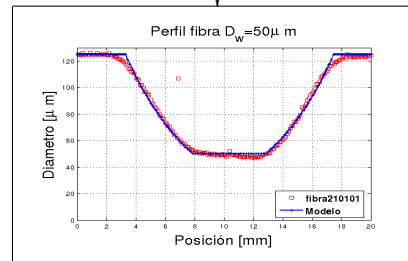
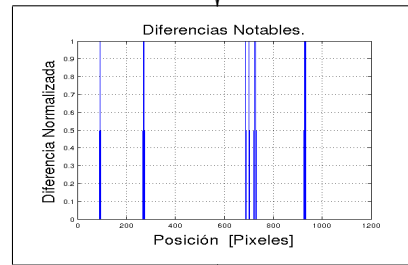
De estas tres matrices se elige la asociada al color rojo con el fin de determinar el diámetro de la fibra en cada sección, en la [Fig.38] podemos ver la matriz de intensidad asociada al color rojo [R]. Para poder determinar el diámetro del perfil final todas las imágenes se procesan mediante un programa en MATLAB que elaboré para tal fin. En el siguiente diagrama se explica cada uno de los pasos del programa.



Corte transversal



Diferencias más notables



0.14. ANÁLISIS DE IMÁGENES OBTENIDAS POR MICROSCOPIA ÓPTICA.79

El programa lo que se introducen son un lote de imágenes, de las cuales a cada una de ellas se le realiza un corte transversal, en el pixel $x = 450$ (se eligió este corte por que en esta zona la saturación provocado por la iluminación no influye en la determinación del borde). Lo que se obtiene al hacer el corte es la gráfica [fig.39] lo que sigue ahora es identificar los bordes de la fibra los cuales corresponden con un cambio drástico en intensidad ya que pasa de un nivel saturado a un valor notablemente menor.

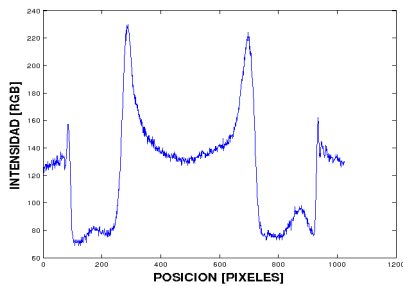


Figura 39: Intensidad para un corte en el pixel $x = 450$ de la imagen .

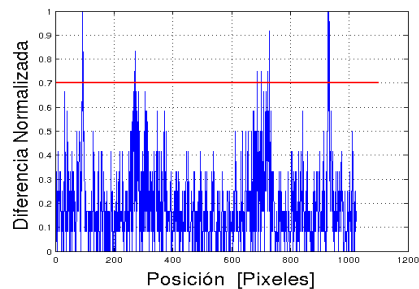


Figura 40: Gráfica para la diferencia de intensidad más notables.

Una forma para identificar los bordes es hacer un vector de diferencias entre un punto de la gráfica de la [Fig. 39] con el punto siguiente. Usando esta idea lo que resulta es la gráfica de la [Fig.40] en la cual podemos observar unos picos los cuales corresponden con los cambios de

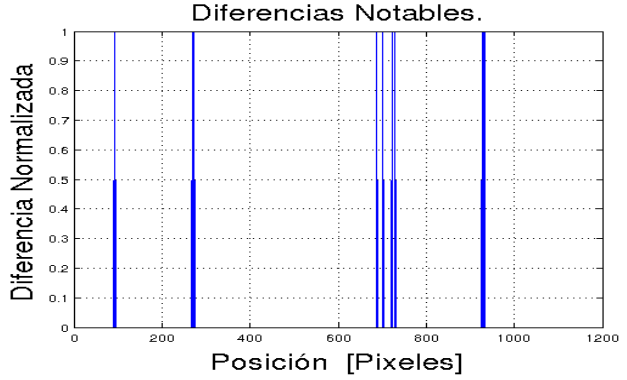


Figura 41: Cambios de coloración más notables

intensidad más notables, para obtener la localización de estos picos se realiza una discriminación para la diferencia de intensidad normalizada, esto se realiza identificando las coordenadas de los píxeles en donde la diferencia de intensidad normalizada sea mayor que 0.7 [Fig.41]

Una vez identificado estos puntos más notables, simplemente se toman la diferencia entre el primero y el ultimo cambio de intensidad, este valor corresponde con un tamaño relativo del diámetro de la fibra. Para tomar una referencia simplemente se toman unas imágenes en la zona en la cual la fibra no está estirada, el tamaño de la fibra es de $125 \pm 0.2 \mu m$, y de acuerdo con la siguiente relación determinamos el diámetro en los puntos restantes.

$$Diametro[\mu m] = \frac{125[\mu m] \times Diametro[píxeles]}{Diametro \text{ en píxeles para } 125 [\mu m]} \quad (83)$$

0.14. ANÁLISIS DE IMÁGENES OBTENIDAS POR MICROSCOPIA ÓPTICA.81

El error en las mediciones se obtiene de la desviación estándar de un conjunto de mediciones en la zona constante, las dimensiones de la fibra en la zona constante de acuerdo con las especificaciones de fabrica es de $125 \pm 0,2\mu m$ de acuerdo con ello en la siguiente gráfica podemos observar un conjunto de datos y el error asociado. Realizando lo anterior el resultado del error en las mediciones del diámetro es $D \pm 1\mu m$.

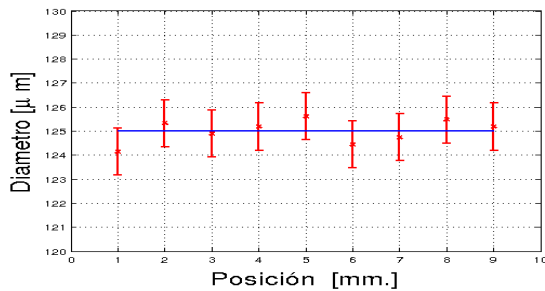


Figura 42: Dispersión de datos y error asociado

Haciendo todo lo anterior los resultados finales del programa es una gráfica, [Fig.43] en la que se observa sobre el eje x el número de la imagen, y en el eje y el radio en μm que le corresponde. Podemos fácilmente encontrar la posición de cada imagen al conocer el paso en cada posición del motor de traslación.

Adicionalmente para efectos de visualización se gráfica para cada imagen el diámetro que le corresponde centrado sobre el eje x de esta

forma se observa el comportamiento del perfil final del tape[44].

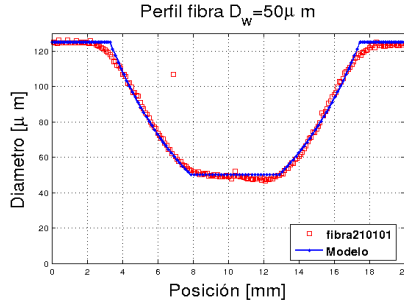


Figura 43: Gráfica de radios para cada imagen.

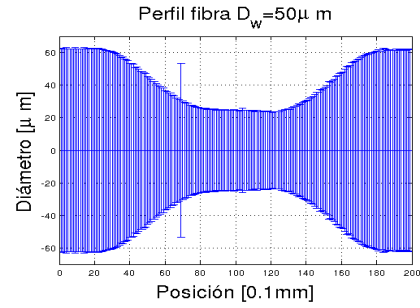


Figura 44: Gráfica del perfil de la fibra estrechada.

0.14.3. Resultados.

Mediante la implementación del arreglo descrito anteriormente, se obtuvieron los siguientes datos experimentales en los cuales se modificaron algunos de los parámetros que determinan la forma del perfil, así también se comparan con el modelo descrito en el capítulo anterior.

Variación del diámetro final en la cintura D_w .

Tomando los valores de $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$, se realizaron un conjunto de muestras de fibras estrechadas usando la fibra SMF-28 a las cuales simplemente se les modificó el diámetro en la cintura D_w , las velocidades para estas muestras son $V_x = 6mm/min$ y $V_L = 3mm/seg$. Adicionalmente se superpone a los datos experimentales el modelo correspondiente. Los resultados son los siguientes.

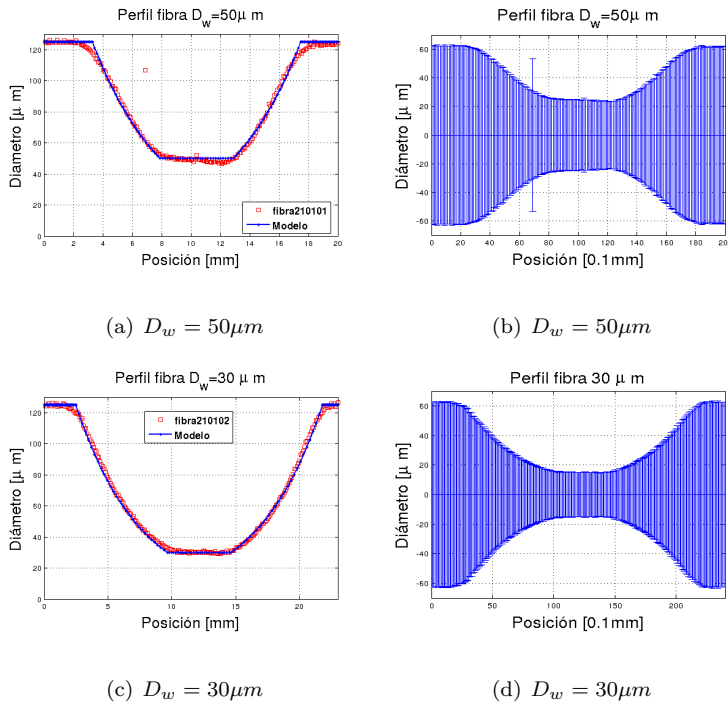


Figura 45: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores de Diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$.

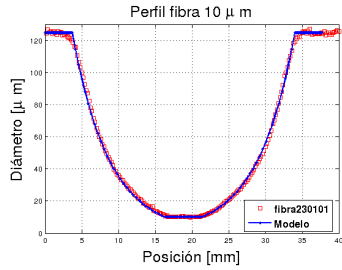
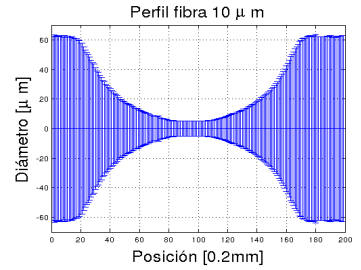
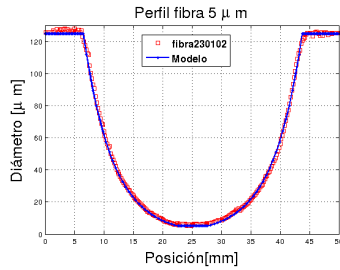
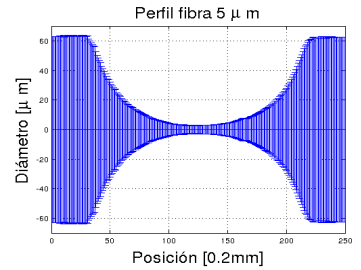
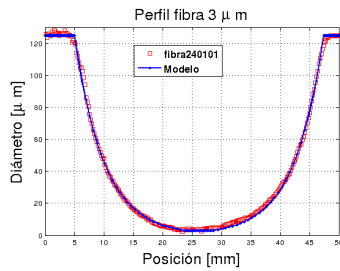
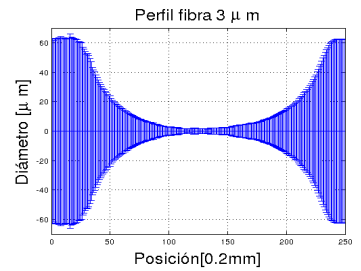
(a) $D_w = 10\mu m$ (b) $D_w = 10\mu m$ (c) $D_w = 5\mu m$ (d) $D_w = 5\mu m$ (e) $D_w = 3\mu m$ (f) $D_w = 3\mu m$

Figura 46: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores de Diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$.

En todos estos perfiles se observa una buena concordancia con el modelo, la única discrepancia se encuentra en el límite entre las distintas

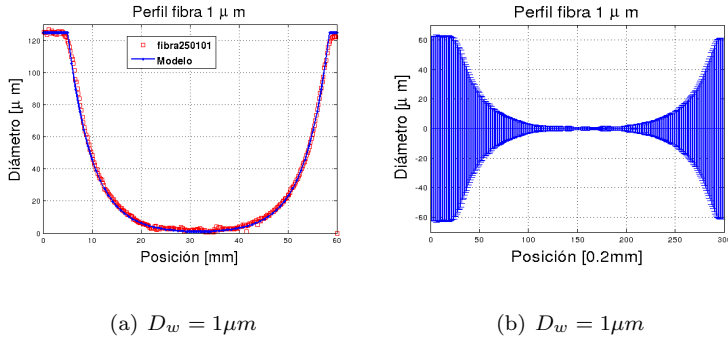


Figura 47: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores de Diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$.

zonas. Por un lado el modelo predice un cambio brusco al pasar de la zona sin estrechar a la zona de transición, e igualmente al pasar de la zona de transición al cuello, estas discrepancias, se deben a que el quemador necesita de un tiempo distinto de cero para acelerar al cambiar la dirección al moverse sobre la zona caliente.

Otra de las observaciones se encuentra en que, para dimensiones cercanas a una micra al programa se le dificulta la identificación de los bordes, ya que nos encontramos dentro del margen de error de las mediciones.

Variación del parámetro de transición α .

Tomando como valores $L_0 = 5\text{mm}$ y $D_w = 125\mu\text{m}$ se procedió a estirar un lote de fibras SMF-28, modificando el parámetro de transición α , los resultados son los siguientes.

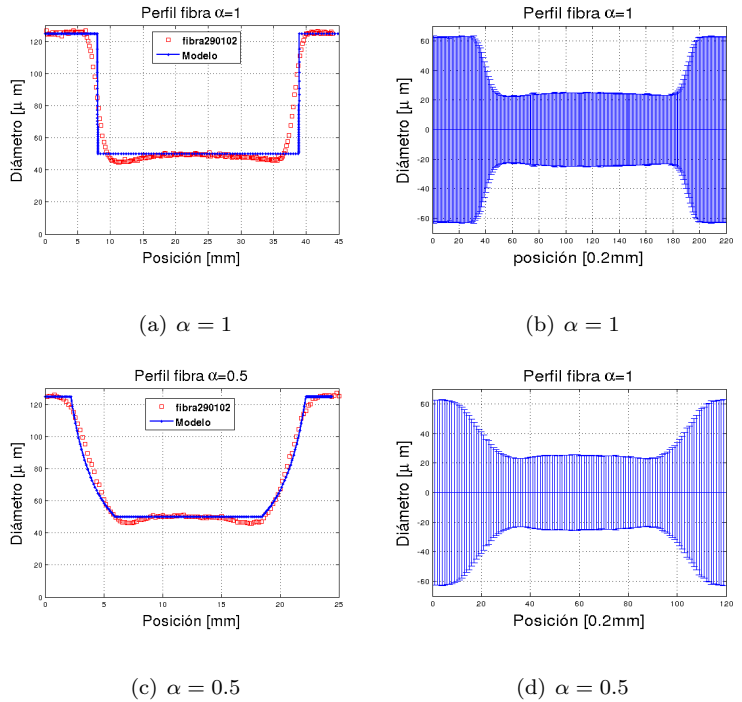


Figura 48: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del parámetro de transición α con $D_w = 50\mu\text{m}$ y $L_0 = 5\text{mm}$.

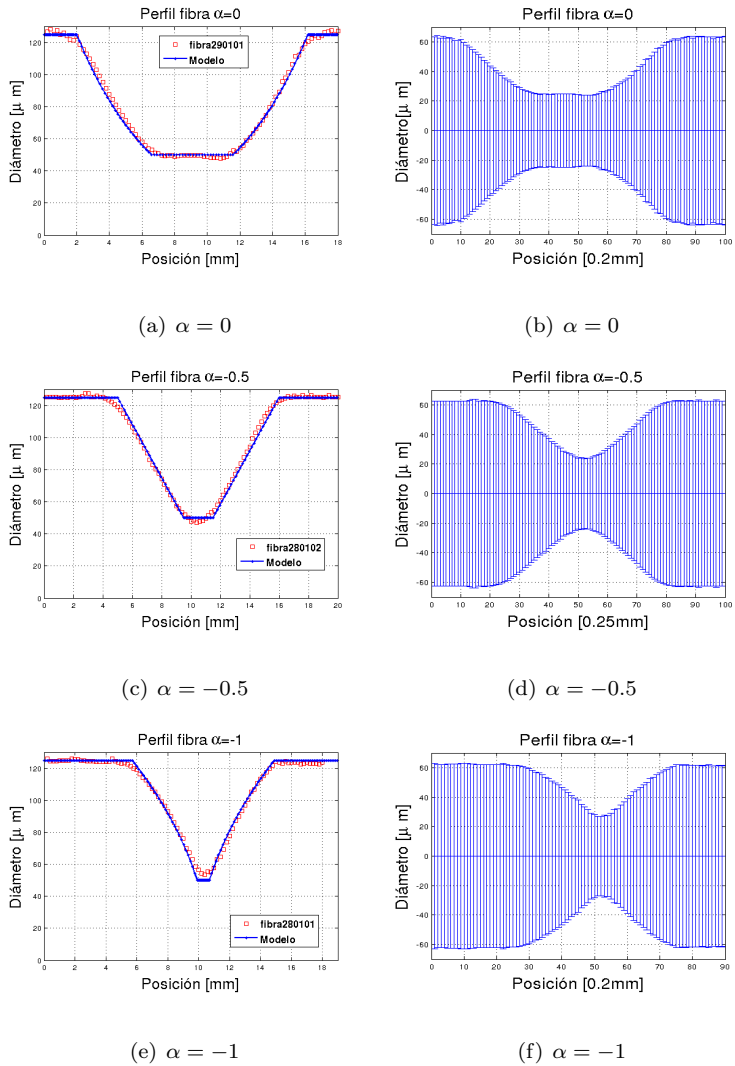


Figura 49: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del parámetro de transición α .

En estos datos experimentales son más notorios los efectos de borde para las fibras con $\alpha = 1$ y $\alpha = 0.5$. Para el caso en el cual $\alpha = 1$ es pre-

decible debido a la forma ideal del modelo el cual predice una transición en forma de escalón, para el caso de $\alpha = 0.5$ la zona de transición difiere del modelo de forma apreciable, además en la cintura los datos experimentales se encuentran por abajo del modelo, estos fenómenos de borde no desaparecen aunque las velocidades de los motores se modifiquen. Para $\alpha = 0$ tenemos el caso desarrollado en las simulaciones anteriores en los cuales los datos experimentales concuerdan con el modelo. Para $\alpha = -0.5$ y $\alpha = -1$ la cintura no tiene una forma bien definida.

En resumen los datos experimentales usando el análisis de imágenes obtenidas por microscopia óptica muestran una excelente concordancia con el modelo para $\alpha = 0$, mientras que para otros valores de α los efectos de borde en los límites de cada zona muestran una pequeña discrepancia, la cual es más notable para valores de alfa positivo.

0.15. Difracción por iluminación Transversal.

0.15.1. Difracción de Fraunhofer.

Cuando una onda de luz se transmite a través de una apertura sobre una placa opaca, y viaja una cierta distancia sobre el espacio libre, la distribución transversal de intensidad en un plano posterior es llamada el **patrón de difracción** [3]. Si la luz fuese tratada como rayos, el patrón de difracción sería simplemente la sombra de la apertura, sin embargo debido a la naturaleza ondulatoria de la luz, el patrón de difracción es distinto de la simple sombra de la apertura.

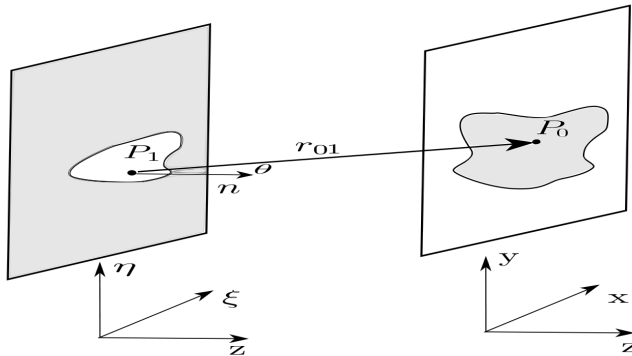


Figura 50: Terminología usada para la deducción del patrón de difracción.

Supongamos que la apertura que difracta Σ se encuentra sobre el

plano (ξ, η) el cual es iluminado en la dirección z positiva, el objetivo es determinar el campo que atraviesa al plano (x, y) paralelo al plano (ξ, η) a una distancia z . De acuerdo con [2] el campo en un punto P_0 esta dado por la ecuación.

$$U_1(P_0) = \frac{1}{jk} \int \int_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) ds \quad (84)$$

El principio de Huygens-Fresnel establece que

$$U(P_0) = \frac{1}{jk} \int \int_{\Sigma} U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\theta) d\omega \quad (85)$$

Donde θ es el ángulo entre la normal exterior \hat{n} y el vector $\vec{r}_{01} = P_0 - P_1$ el cual es simplemente

$$\cos(\theta) = \frac{z}{r_{01}} \quad (86)$$

con lo que

$$U(x, y) = \frac{z}{jk} \int \int_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}^2} d\xi d\eta \quad (87)$$

en donde $r_{01} = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$

Aproximación de Fresnel.

Mediante el desarrollo en serie de r_{01} tenemos que

$r_{01} \approx z[1 + \frac{1}{2}(\frac{x-\xi}{z})^2 + \frac{1}{2}(\frac{y-\eta}{z})^2]$ sustituyendo

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{jkz} e^{\frac{jk}{2z}(x^2+y^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int [U(\xi, \eta) e^{\frac{jk}{2z}(\xi^2+\eta^2)}] e^{-\frac{j2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta \quad (88)$$

88 es llamada **La ecuación integral para la difracción de Fresnel**.

Cuando el observador se encuentra en una zona en la cual es válida esta aproximación se dice que se encuentra en la región de difracción de Fresnel ó equivalentemente en el campo cercano de la apertura.

De acuerdo con la ecuación anterior se observa que la función de campo $U(x, y)$ puede ser vista como la transformada de Fourier del producto de la distribución de la apertura $U(\xi, \eta)$ con una función de fase cuadrática $\exp[j(k/2z)(\xi^2 + \eta^2)]$. Si además de la aproximación de Fresnel agregamos la aproximación más fuerte de (Fraunhofer).

$$z \gg \frac{k(\xi^2 + \eta^2)_{max}}{2} \quad (89)$$

El factor de fase cuadrática bajo el signo de integral es unitario dentro de la apertura, de tal forma que sobre el plano del difracción (x, y) se encuentra directamente de la transformada de Fourier de la función de apertura.

Entonces en la región de difracción de Fraunhofer (ó de Campo lejano).

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{\frac{jk}{2z}(x^2+y^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int U(\xi, \eta) e^{[-\frac{j2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)]} d\xi d\eta \quad (90)$$

Usando el **Principio de Babinet** [2] el cual afirma que *La intensidad de la difracción de Fraunhofer de rendijas complementarias son iguales*

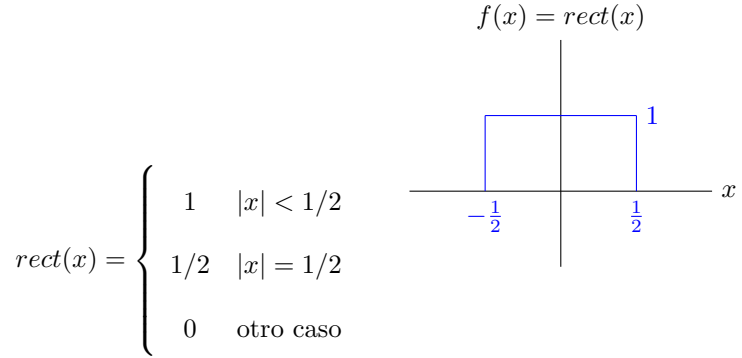


Figura 51: Comportamiento de la función $f(x) = \text{rect}(x)$

excepto en el pico central. Este principio es muy importante porque nos permite aplicar los resultados que se obtienen para aperturas, en obstrucciones. El caso que nos interesa es aquel en el cual la función que se interpone en el frente de ondas es de forma rectangular.

En el plano (ξ, η) considerando una obstrucción de la forma $\text{rect}(\xi)\text{rect}(\eta)$ dado por

$$t_A(\xi, \eta) = \text{rect}\left(\frac{\xi}{2\omega_x}\right)\text{rect}\left(\frac{\eta}{2\omega_y}\right) \quad (91)$$

Las constantes ω_x y ω_y corresponden con la mitad de la longitud de la apertura en las direcciones (ξ, η) respectivamente, si la obstrucción, es iluminada por una onda plana, monocromática, incidiendo normalmente al plano en el cual se encuentra la función que describe la apertura, entonces esta función es igual a la función de transmitancia t_A por lo

que

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{jkz} e^{\frac{jk}{2z}(x^2+y^2)} \mathcal{F}\{U(\xi, \eta)\} \Big|_{f_x=\frac{x}{\lambda z}, f_y=\frac{y}{\lambda z}} \quad (92)$$

Notando que $\mathcal{F}\{U(\xi, \eta)\} = A \text{Sinc}(2\omega_x f_x) \text{Sinc}(2\omega_y f_y)$ donde A es el área de la apertura $A = 4\omega_x \omega_y$ tenemos que

$$U(x, y) = e^{jkz} e^{\frac{jk}{2z}(x^2+y^2)} A \text{Sinc}\left(\frac{2\omega_x x}{\lambda z}\right) \text{Sinc}\left(\frac{2\omega_y y}{\lambda z}\right) \quad (93)$$

y

$$I(x, y) = \frac{A^2}{\lambda^2 z^2} \text{Sinc}^2\left(\frac{2\omega_x x}{\lambda z}\right) \text{Sinc}^2\left(\frac{2\omega_y y}{\lambda z}\right) \quad (94)$$

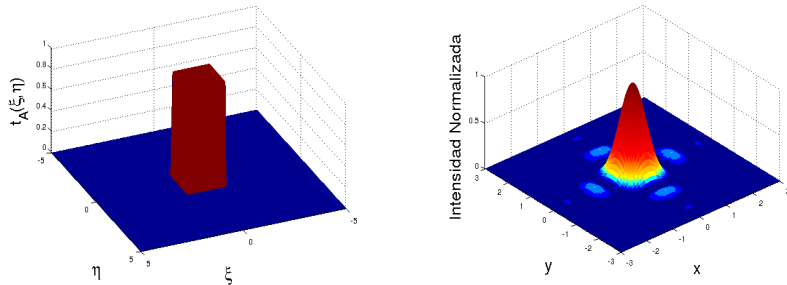


Figura 52: Función de Apertura rectangular y Patrón de difracción correspondiente.

En la [Fig. 0.15.1] podemos observar el patrón de difracción para una apertura rectangular en la cual $\frac{2\omega_x}{\lambda z} = \frac{2\omega_y}{\lambda z} = 1$ la distancia entre los lóbulos principales es $\Delta x = \frac{\lambda z}{\omega_x}$ a lo largo del eje x .

0.15.2. Arreglo Experimental.

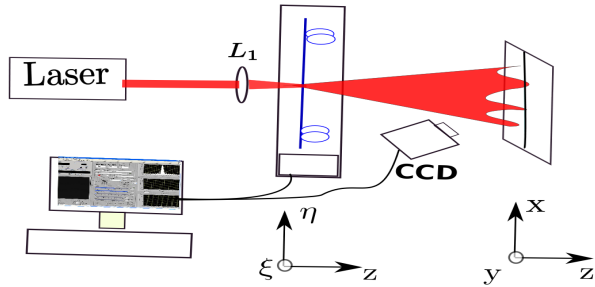


Figura 53: Esquema experimental para perfilómetro.

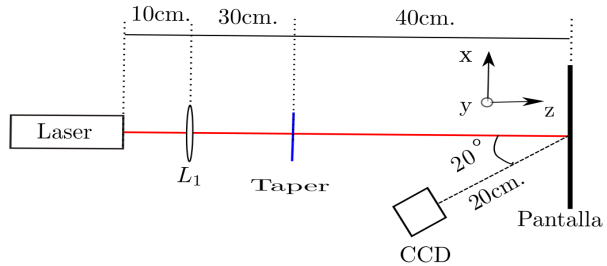


Figura 54: Vista superior del esquema experimental para perfilómetro.

El arreglo usado [fig. 53] consiste en usar un láser de $632.8 \mu\text{m}$ de Helio Neón [Thorlabs Mod.HNL050R] como fuente de luz monocromática, con una potencia de 5 mW, el cual se desplaza en la dirección z positiva, en la dirección del haz se coloca una lente L_1 [ThorLabs Mod. LA1700-A] de 30cm de longitud focal.

Para la toma del perfil, se captura la fibra estrechada entre dos por-

taobjetos y se coloca una sección de la fibra en la zona enfocada del haz en una posición $[x]$ respecto del motor. Esto produce un patrón de difracción el cual es proyectado sobre una pantalla localizada a una distancia de 40cm . Se toma una fotografía de este patrón con la cámara CCD [ThorLabs Mod. DCU224C], la posición de la sección de la fibra, junto con la cámara son controladas desde una PC, mediante una interfaz gráfica implementada en LabView.

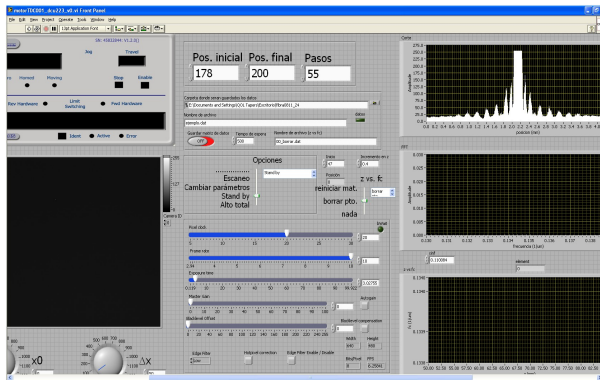


Figura 55: Interfaz gráfica para la toma de datos.

Para una sección de la fibra localizada en una posición x , se toma una fotografía del patrón de difracción, esta imagen es un arreglo de pixeles de 1080×1240 [Fig.0.15.2] donde cada coordenada toma un valor de intensidad comprendido entre los valores $[0 - 250]$.

Mediante la implementación de un programa se identifican las coordenadas del punto en el arreglo (X_{max}, Y_{max}) en donde el valor de intensidad es máximo, y a partir de este punto se realiza un corte paralelo a los ejes, los resultados de los cortes son: una función de tipo gaussiana [Fig.57] para el corte sobre el eje x y una función de tipo $Sinc^2(y)$ [Fig.58] para el corte sobre el eje y .

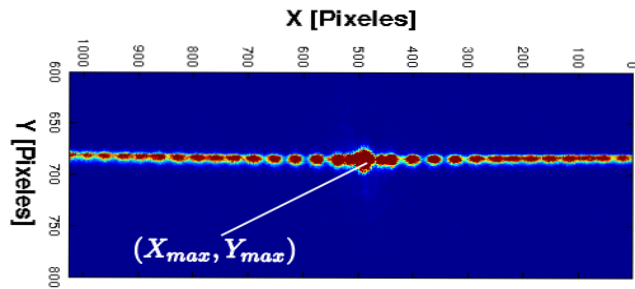


Figura 56: Patrón de difracción

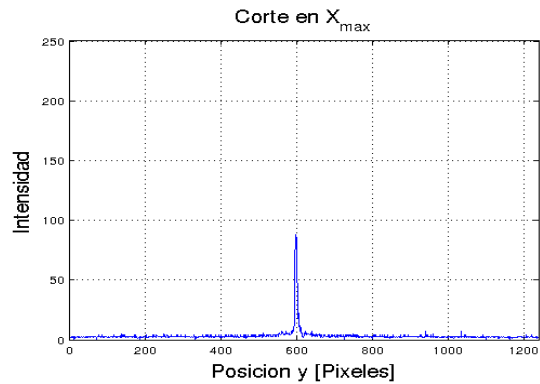


Figura 57: Corte al patrón de difracción en X_{max} .

A los datos que se obtienen del corte paralelo al eje y se le realiza

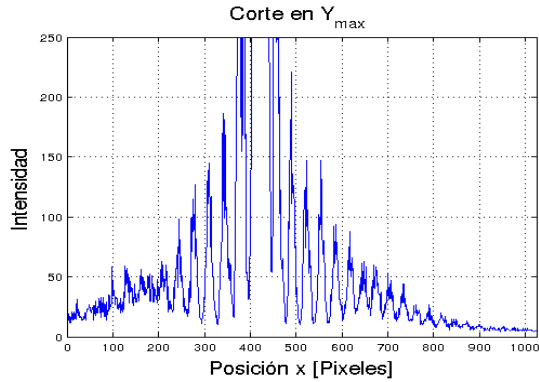


Figura 58: Corte al patrón de difracción en Y_{max} .

una **Transformada Rápida de Fourier [FFT]** con el fin de obtener la frecuencia característica de la señal F_c , esta frecuencia característica depende de las dimensiones de la obstrucción [ecu. 94] en nuestro caso el diámetro de la fibra en una sección en específico, para la identificación de la frecuencia característica, se realiza un barrido que inicia en la zona sin estrechar y termina en la zona de transición, de este barrido se identifica la frecuencia característica (es la única que se mueve al cambiar de dimensiones la fibra) [Fig.??], aunque en la transformada aparecen otras frecuencias estas están asociadas a otros procesos y no cambian con la posición de la fibra, una vez identificado la F_c se regresa a la zona sin estirar y se inicia la toma de imágenes.

Realizando este mismo operación en cada una de las secciones de la fibra lo que se obtiene es la dependencia de la frecuencia característica

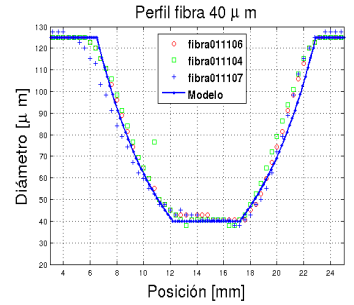
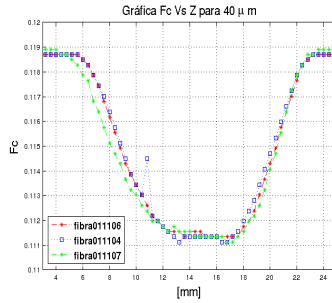


Figura 59: Gráfica de la relación $F_c(z)$. Figura 60: Gráfica de la relación $D(z)$

para cada sección de la fibra estrechada $F_c(z)$ [Fig.0.15.2].

Para obtener $D(z)$ es necesario encontrar primero $F_c(D)$, para ello se realizaron distintas mediciones de perfiles para muestras, a las cuales solo se modificó el radio final en la cintura, de esta forma teniendo como referencia los radios en la cintura se encontró la relación $F_c(D)$ [Fig.62] el cual representa una dependencia lineal entre la frecuencia característica F_c con el diámetro D mediante esta regresión podemos obtener $D(z)$ [Fig.60]

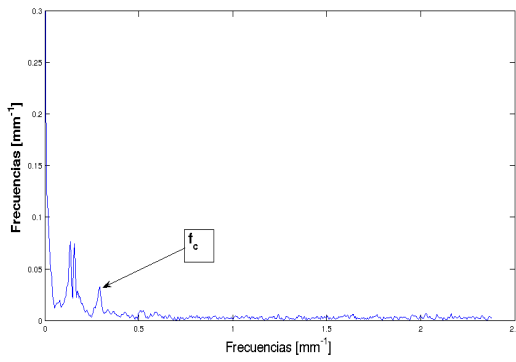


Figura 61: Identificación de F_c

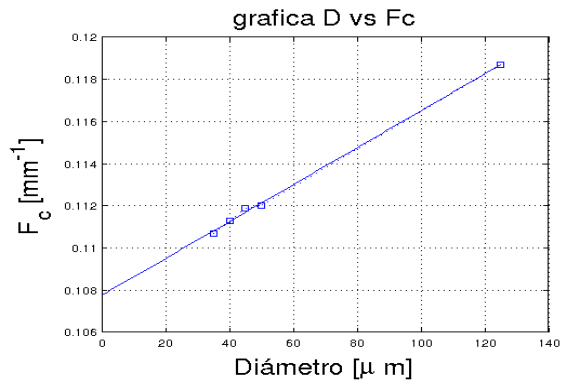
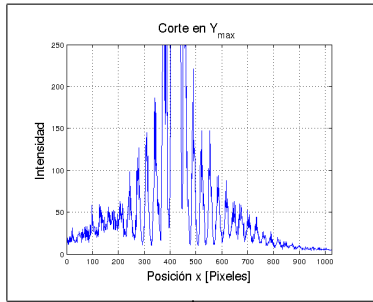
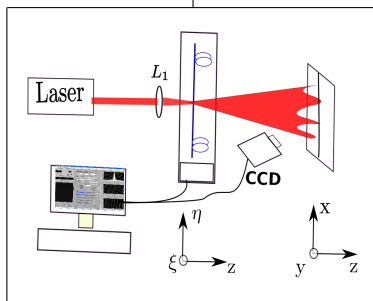
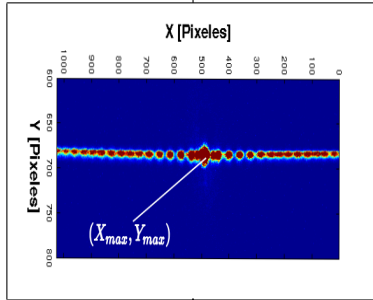


Figura 62: Recta de calibración.

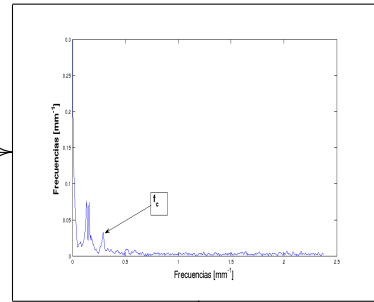
Todos los pasos mencionados anteriormente se resumen en el siguiente diagrama:



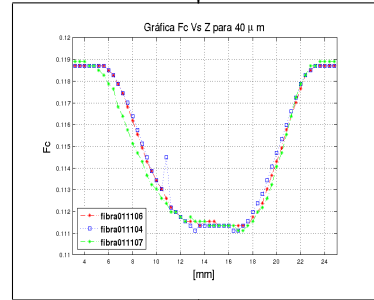
Corte en Y_{max}



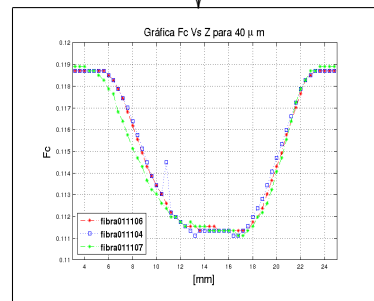
FFT



Relacion $F_c(Z)$



Relacion $F_c(z)$



0.15.3. Resultados.

Las siguientes gráficas son datos experimentales para diversas muestras tras

Variación del Diámetro en la cintura D_w con .

Manteniendo fijo los valores $L_0 = 5mm$ y $\alpha = 0$ se procedió a obtener un conjunto de muestras a las cuales se les modificó el diámetro final en la cintura, la fibra utilizada en el proceso de estirado es la SMF-28 de Corning.

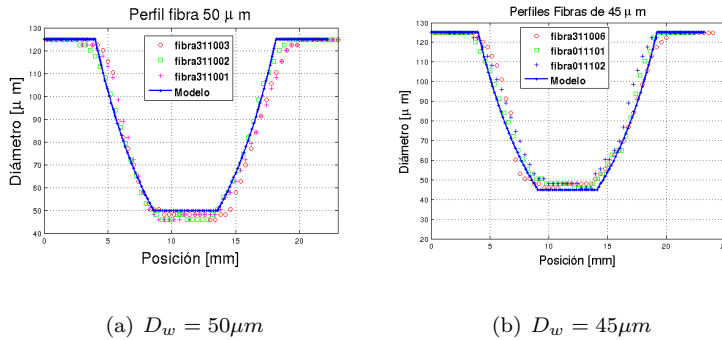


Figura 63: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$. y $\alpha = 0$.

Los datos experimentales muestran una asimetría en el perfil de las fibras esto es debido a que al momento de capturarlas en el portaobjetos, la fibra no se mantiene tensa. Adicionalmente el mínimo diámetro

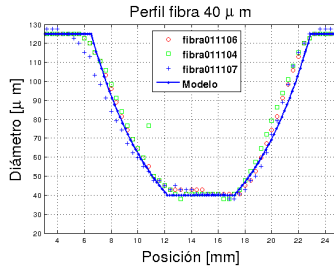
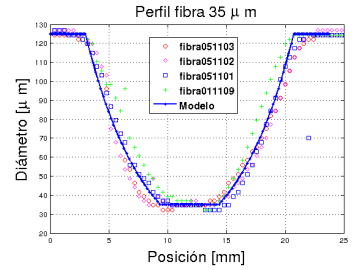
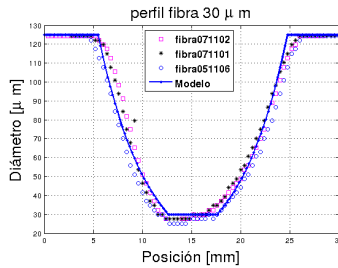
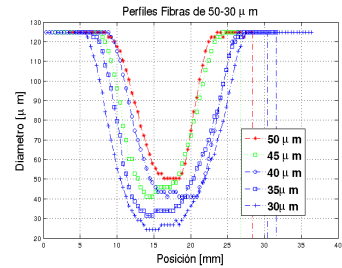
(a) $D_w = 40\mu m$ (b) $D_w = 35\mu m$ (c) $D_w = 30\mu m$ (d) $D_w = 50, 45, 40, 30, 35$

Figura 64: Datos experimentales de los perfiles para distintos valores del diámetro en la cintura D_w con $L_0 = 5mm$. y $\alpha = 0$.

final que se logro caracterizar es $D_w = 30\mu m$, manteniendo la misma calibración. El error asociado a los datos experimentales se obtiene de la mínima distancia entre dos frecuencias próximas, este error viene derivado de el área efectiva de la cámara y de acuerdo con ello, esta técnica permite detectar una separación entre frecuencias de $4,7 \times 10^{-3}[mm^{-1}]$, lo cual se traduce en un error asociado a el diámetro $D \pm 5\mu m$ para la configuración utilizada.

Para muestras en las cuales el diámetro en la cintura es menor a $15\mu m$ se dificulta la identificación de la frecuencia característica.

Esta técnica muestra muchas deficiencias en el proceso de caracterización de los perfiles, una de esas deficiencias es un alto margen de error, al disminuir el diámetro en la cintura, por este motivo se decidió no continuar con la medición de los perfiles usando esta técnica.

0.16. Comparación.

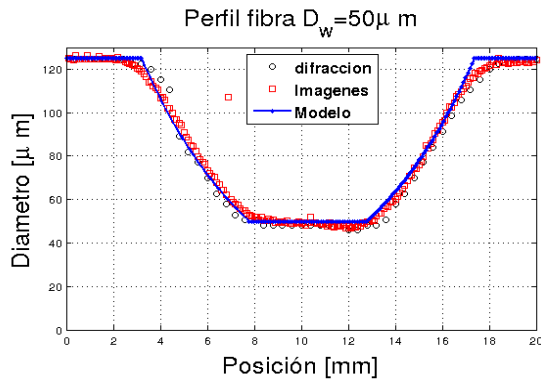


Figura 65: Comparación entre los datos experimentales usando ambas técnicas.

En las siguientes gráficas [Fig.65], [Fig.66] se muestran la superposición de los datos experimentales de los perfiles finales de las fibras estrechadas usando ambas técnicas, así como su comparación con el modelo.

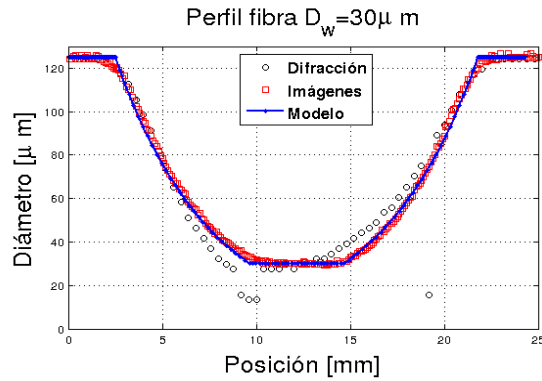


Figura 66: Comparación entre los datos experimentales usando ambas técnicas.

Es notorio que para fibras con un diámetro mayor a $50\mu\text{ m}$ los perfiles obtenidos son idénticos, pero sin embargo para perfiles de $30\mu\text{ m}$ y menores la falta de capacidad de identificación de la frecuencia característica produce perfiles defectuosos, al igual que el hecho de la deficiencia en la captura de las fibras.

Con todo lo anterior podemos concluir que de ambas técnicas aquella que permite la obtención de los mejores datos experimentales asociados al perfil final de la fibra estrechada con el margen de error más pequeño, es el método de las imágenes obtenidas por microscopía óptica.

Transmitancia.

0.17. Arreglo Experimental.

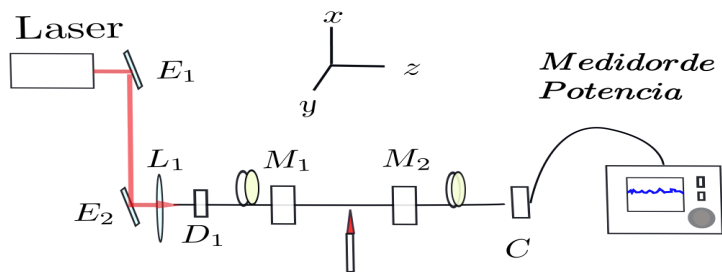


Figura 67: Arreglo para medir la transmitancia.

El arreglo experimental para obtener la transmitividad de la fibra óptica durante el tiempo de estirado [Fig.67] consiste en usar como fuente de bombeo, un láser de $1550nm$ [Thorlabs mod. LDM1550] el cual cuenta con una potencia de salida de $4.5mW$. El camino óptico es desviado por medio de dos espejos E_1 y E_1 [Thorlabs Mod. BB05-E04], y se

hace incidir sobre una lente L_1 [Thorlabs Mod. LB1157-C] con distancia focal de $10mm$.

La fibra se encuentra montada sobre una plataforma con movimiento sobre los tres ejes D_1 [Thorlabs Mod.MAX311D]el cual permite mover la punta de la fibra en las direcciones x, y, z con el fin de acoplar la fuente de bombeo con la fibra, la fibra esta montada sobre la maquina de estirado. En la salida de la fibra se colocó un cabezal C [Coherent Mod.USB/RS-232] para capturar la potencia a la salida, éste cabezal esta conectada a un medidor de potencia Labmax-TOP [Coherent Mod.LabMax-TOP] el cual permite monitorear la potencia de salida en todo momento del proceso de estirado.

En la [Fig.68] podemos observar una de estas gráficas de transmitancia.

En estas gráficas de transmitancia se observa sobre el eje x el tiempo en Segundos y en el eje y la potencia normalizada P/P_{Max} .

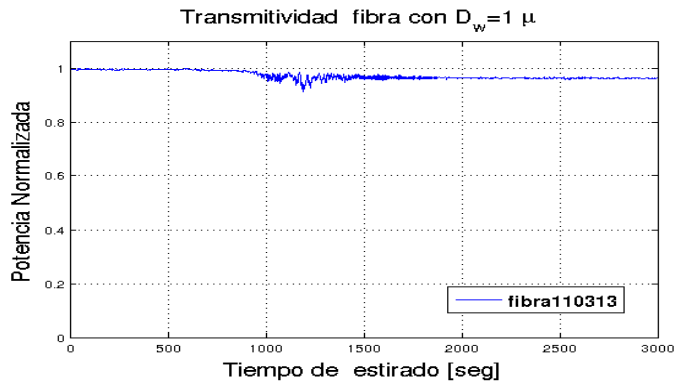


Figura 68: Transmitividad durante el proceso de estirado.

0.18. Transmitividad.

El monitoreo de la transmitancia nos permite tener una medida de la calidad de la muestra final obtenida, muchos de los procesos de estirado dan como resultado transmitancias defectuosas, las causas de estas fallas de transmitividad son muy variadas, algunas de las más notorias se enumeran a continuación.

1. Inicio del tensado antes de ingreso de la flama.

Al iniciar el tensado de los motores y retrasar el ingreso de la flama produce una caída brusca en la transmitancia, la potencia se normaliza una vez que la flama fue ingresada[Fig.69].

2. Adhesión de partículas a la fibra.

Este fenómeno es azaroso en el sentido que puede ocurrir en cual-

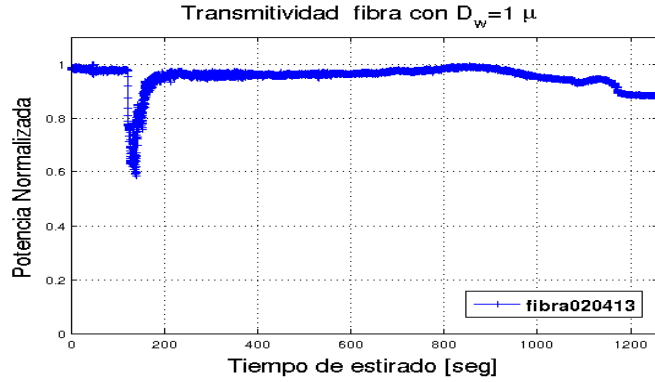


Figura 69: Transmitividad donde se muestra el fenómeno de inicio de tensado antes de introducir la flama.

quier momento del proceso y se caracteriza en una caída brusca de la potencia, esta potencia no se recupera, una de las adaptaciones consistió en colocar un caja de acrílico con el fin de impedir la entrada de polvo [Fig.70].

3. $\alpha > 0.5$

Para perfiles finales en los cuales el valor de α sea mayor que 0.5 la transmitividad cae, lo cual es predecible debido a la concavidad de la transición [Fig.71].

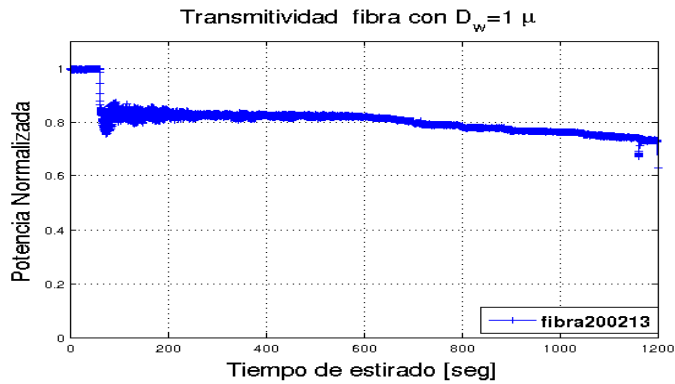


Figura 70: Transmitividad donde se muestra la caída en la transmitividad provocado por adhesión de partículas.

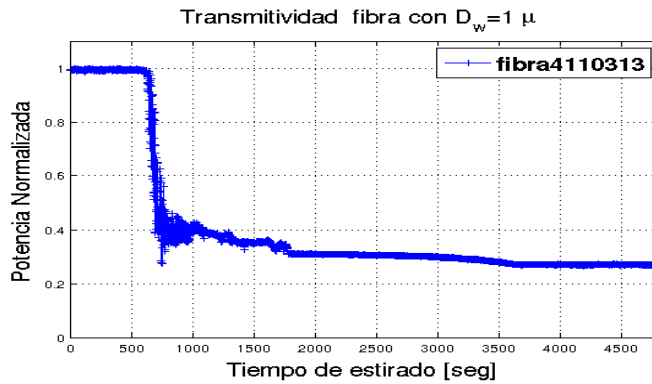


Figura 71: Transmitividad para fibra con $\alpha = 0.5$

4. Ruptura de fibra.

Cuando la potencia a la salida cae a cero, podemos concluir que la causa se encuentra en la ruptura en la fibra, esta ruptura es frecuente en fibras en las cuales el diámetro en la cintura sea menor

a $5\mu\text{m}$ [Fig.72].

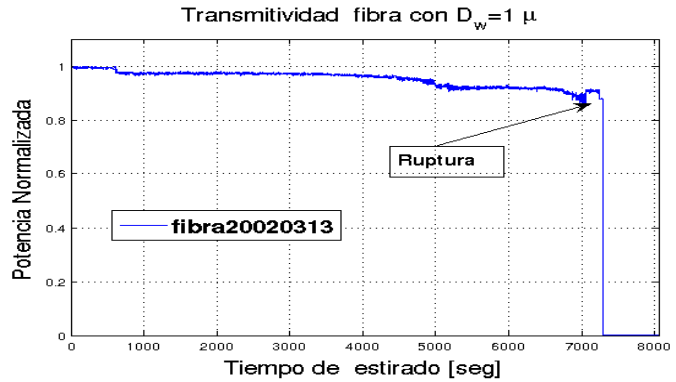


Figura 72: Transmitividad donde se muestra la caída en la potencia provocado por una ruptura.

En resumen se puede concluir que un buen proceso de estirado es aquel en el cual la potencia a la salida se mantiene sin pérdidas apreciables, una de estas gráficas se pueden observar en la [Fig.73], en la cual la potencia a la salida después del proceso de estirado se encuentra superior al 96%.

0.19. Transmitancia y modos de propagación.

Uno de los fenómenos que aparecen al monitorear la transmitancia es una oscilación durante el proceso de estirado [Fig.74]. Estas oscilaciones

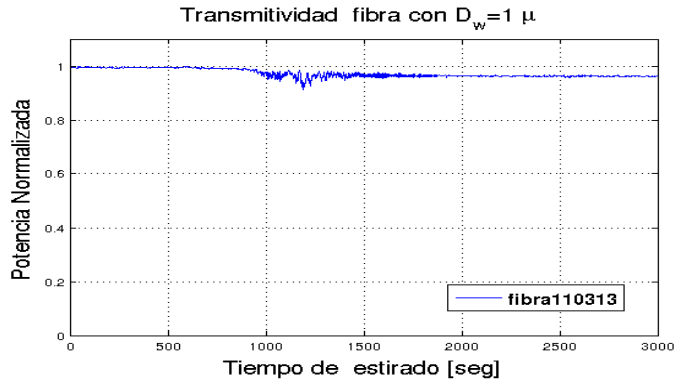


Figura 73: Trasmítividad durante el proceso de estirado.

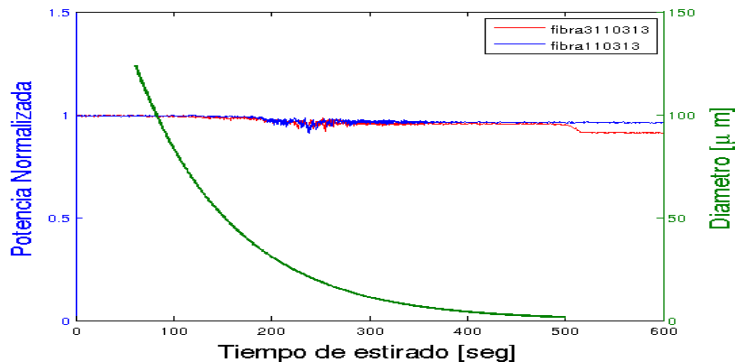


Figura 74: Oscilaciones en la trasmítividad durante el proceso de estirado.

comienzan cuando el diámetro de la cintura se encuentra dentro de los valores $30 - 16\mu m$. En la [Fig.74] podemos observar el comportamiento del diámetro en la cintura como función del tiempo de estirado, así como dos gráficas de la trasmítividad para muestras distintas.

La variación del diámetro en la cintura como función del tiempo lo podemos obtener de la ecuación 78 con la ayuda de la relación $z(t) = x(t)/2 = V_x t/2$ obtenemos:

$$r(z) = r_0 e^{-\frac{z}{L_0}} = r(z(t)) = r_0 e^{-\frac{V_x t}{2L_0}} = r(t) \quad (95)$$

De esta ecuación dada la velocidad con la que estiran los motores V_x , el radio inicial r_0 y la longitud de la zona caliente L_0 , podemos obtener la forma en la que cambia radio en un punto z sobre la zona de transición como función del tiempo. Esta función que describe la forma en que varia el diámetro la podemos observar en la [Fig.74]

Teniendo en cuenta que el parámetro V es el que determina a primera aproximación el numero de modos que se propagan sobre la fibra, tomando como referencia los valores de fabrica $NA = 0.14$ y la fuente de bombeo $\lambda_0 = 1.55\mu m$, además bajo la suposición de que la onda se propaga por el núcleo la función que determina el parámetro V como función del tiempo es

$$V(t) = \frac{2\pi NA}{\lambda_0} r(t) = \frac{2\pi NA}{\lambda_0} r_0 e^{-\frac{V_x t}{2L_0}} \quad (96)$$

En la [Fig.75] podemos observar este comportamiento y de acuerdo con la tabla 0.8.3 no existe algún valor de corte ya que el parámetro V se encuentra por debajo de 2.405

Con lo cual esta suposición no explica la oscilación observada, otra de las

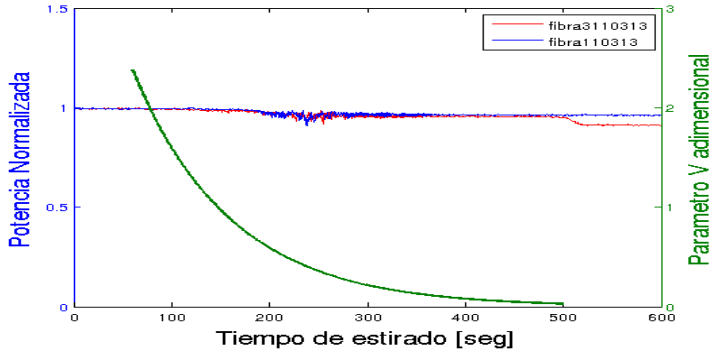


Figura 75: Comportamiento del parámetro V durante el proceso de estirado para un guiado sobre el núcleo.

hipótesis se encuentra en el sentido de que cuando el diámetro disminuye a un valor menor al 25 % del diámetro inicial la onda no se propaga por el núcleo si no que ahora se propaga por la cubierta. La explicación de este proceso es una fusión del núcleo con la cubierta, formando un solo material el cual pasa a formar un nuevo núcleo que tiene por cubierta el aire, esto lo podemos observar en la [Fig. 76] en donde se da a entender un desvanecimiento del núcleo en la zona de la cintura.

Siguiendo esta hipótesis lo que tenemos es una fuente de bombeo con una longitud de onda $1.55\mu m$ propagándose por la cubierta el cual cuenta con un índice de refracción $n_2 = \sqrt{n_1^2 - NA^2} = 1.4610$. Si la nueva

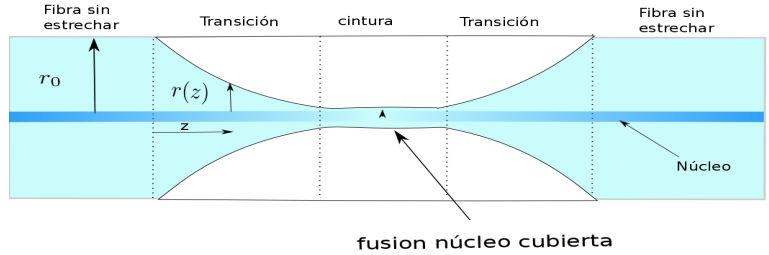


Figura 76: Fusión del núcleo con la cubierta.

cubierta es el aire $n = 1$, la apertura numérica de esta nueva configuración es $NA = \sqrt{1,4610^2 - 1} = 1.065$ en esta nueva configuración la forma en la que varía el valor del parámetro V la podemos observar en la [Fig.77].

Como podemos observar el valor del parámetro V se incrementa, este

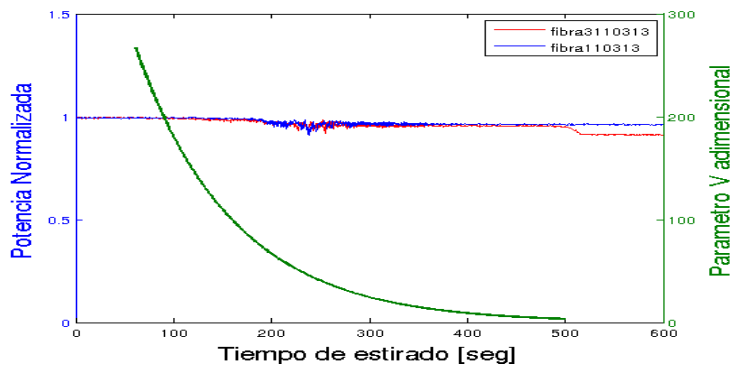


Figura 77: Comportamiento del parámetro V para un guiado sobre la cubierta.

incremento provoca que el número de modos de propagación aumente. La conclusión de estas observaciones se encuentra en el sentido de las oscilaciones en la transmitancia pueden ser explicadas mediante el aumento de modos de propagación, al cambiar la zona en la cual se propaga la onda de núcleo a cubierta.

En el siguiente esquema [Fig.79] se muestra la forma en como varia el parámetro V de acuerdo con la hipótesis de un cambio de la zona sobre la cual se guía. Por demás de acuerdo con [9] la siguiente es una tabla en

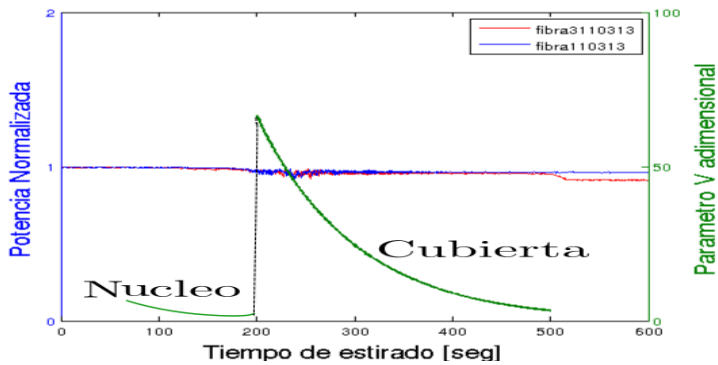


Figura 78: Comportamiento del parámetro V para guiado sobre núcleo y cubierta.

la que se muestran el número de modos de propagación para un taper de fibra (Newport, F-SE) con diámetro de cubierta $125 \mu\text{m}$, y diámetro de núcleo $5.2 \mu\text{m}$ acoplado un diodo láser de 40mW de potencia y 785

nm de longitud de onda.

| | | | | | | | | | |
|----------------------|--------|------|----|------|----|----|----|-------|------|
| Diámetro [μm] | 125-30 | 26.5 | 25 | 24.5 | 20 | 18 | 16 | 15-12 | 10-8 |
| No. de Modos | 1 | 6 | 8 | 5 | 4 | 5 | 4 | 3 | 2 |

Cuadro 5: Número de modos observados respecto al diámetro de estirado de acuerdo con los resultados reportados por [9].

Como podemos observar en la tabla 0.19, existe un valor para el diámetro de la fibra estirada $\approx 25\%$ a partir del cual, el número de modos que soporta comienza a aumentar, y posteriormente conforme el diámetro disminuyendo el número de modos observados se hace menor, regresando a la configuración monomodal.

0.20. Modos de propagación ($\lambda = 0.783\mu m$)

Usando el mismo arreglo experimental que en la parte anterior simplemente cambiando el láser por uno de $0.783\mu m$ se obtuvieron los siguientes datos experimentales para la transmitividad [fig.79] para 5 muestras, las muestras son con $\alpha = 0$, $L_0 = 5mm$ y $D_w = 1\mu m$.

Sobre la misma gráfica de transmitancia se observa el comportamiento del parámetro V para un guiado sobre la cubierta, adicionalmente se observan unas líneas verticales las cuales corresponden con los valores de corte para la extinción de modos de propagación de acuerdo con la

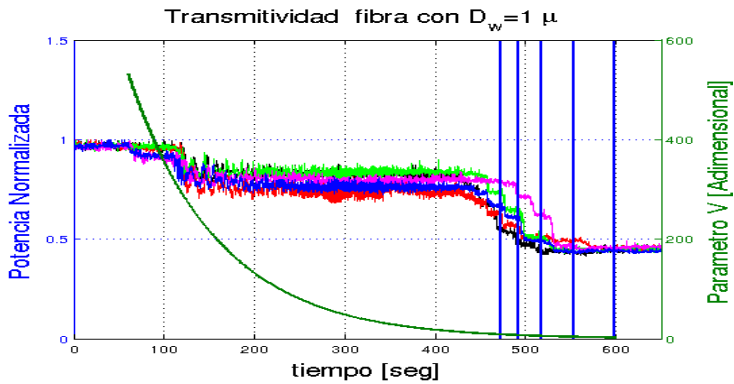


Figura 79: Comportamiento del parámetro V para guiado sobre cubierta con una fuente de $0.783\mu m$.

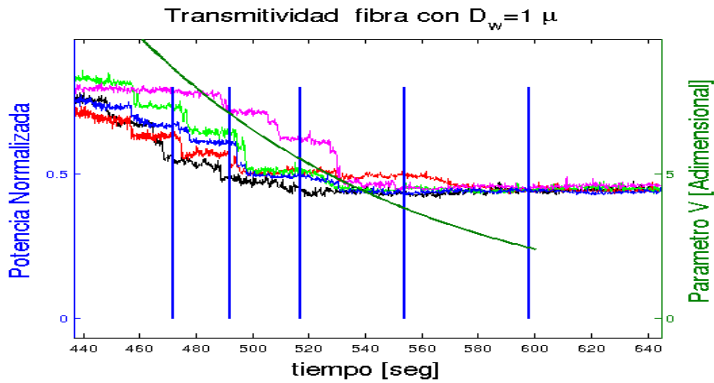


Figura 80: Las líneas verticales indican las zonas de los valores del parámetro de corte, para la extinción de modos de propagación LP_m de orden bajo de acuerdo con el cuadro 0.8.3.

tabla 0.8.3. Inicialmente se observan la existencia de muchos modos, este número de modos disminuye lo cual corresponde con una disminución

en la potencia, posteriormente para cada valor de corte se extinguen los modos de forma progresiva.

El que la potencia disminuya y no se recupere, se debe a que los modos “escapan” del guiado sobre la cubierta al aire, haciendo imposible que se recupere.

Como conclusión tenemos que en el proceso de estirado, ocurren oscilaciones en la potencia a la salida de la fibra, estas oscilaciones pueden ser explicadas mediante un cambio en número de modos de propagación que soporta la fibra. Aunque la simple observación de la potencia no nos provee de datos preciso del número de modos que se propagan, nos da una idea cualitativa de que efectivamente hay un cambio en la zona sobre la cual se propaga la luz, al pasar de guiado sobre núcleo-cubierta a un guiado cubierta-aire

Conclusiones.

Por medio de las dos técnicas de caracterización se pudo determinar experimentalmente los perfiles de las fibras estrechadas, y su comparación con el modelo teórico indican que los resultados concuerdan, es decir la maquina de estirado esta calibrada de forma que es posible fabricar fibras estrechadas, a diseño basados en la teoría que describe el perfil final obtenido en [1].

1. **Microscopía óptica.** Este técnica para caracterizar los perfiles tiene las siguientes observaciones.

- a) La incertidumbre en las mediciones del diámetro es de $D \pm 1\mu m$
- b) El motor de traslación lineal limita a la caracterización para muestras en las cuales la longitud total final L_{TF} sea menor a $30cm$

- c) El perfil final obtenido concuerda muy bien con el modelo teórico dentro de un margen de error de $1\mu m$.

2. Difracción.

- a) La incertidumbre en la mediciones es de $d \pm 5\mu m$ para diámetros mayores a $50\mu m$ para diámetros menores a $15\mu m$ es difícil localizar la frecuencia característica F_c .
- b) La captura de las muestras presenta deficiencias provocando torsión en el tapers, esto repercute en una asimetría en la caracterización del perfil.
- c) El motor limita a la caracterización de muestras en las cuales la longitud total sea menor a 30 cm
- d) El arreglo experimental permite solo caracterizar perfiles con diámetros mayores a $30\mu m$ con una misma configuración.

3. Transmitancia.

- a) La transmitancia se mantiene con niveles aceptables mayores a 95% para $\alpha = 0$ mientras que para $\alpha = 0.5$ cae al 30% .
- b) Para fibras con $L_0 = 45mm$, $\alpha = 0$ y $D_w = 1\mu m$ se observa una oscilación después de 60 seg de haber comenzado el proceso. Estas oscilaciones fueron explicadas en termino del cambio

de la zona de propagación al dejar de guiar en el núcleo para guiar sobre la cubierta.

4. Equipo.

- a) Las limitaciones físicas del equipo permite solo estirar fibras en las cuales.

$$2z_0 + I_w < 45cm \quad (97)$$

- b) Los diámetros menores que se alcanzaron fueron de $1\mu m$ para $\alpha = 0$

- c) Aunque no fueron caracterizadas se lograron obtener fibras estiradas de $L_{TF} = 45cm$ con $L_0 = 45mm$ y $\alpha = 0$

En conclusión los resultados muestran que el equipo para estrechar fibras ópticas permite fabricar muestras, las cuales están basadas en el modelo teórico desarrollado en [1] de forma que los perfiles finales, los cuales fueron caracterizados por medio del método del análisis de imágenes obtenidas con microscopio óptico, concuerdan con un margen de error $D \pm 1\mu m$. Las muestras con los diámetros más pequeños logrados fueron de $1\mu m$, de la misma forma cuentan con una transmitancia superior al 95%, por ultimo el equipo permite estirar fibras las cuales cuenten con una longitud total final menor a $45cm$.

Bibliografía

- [1] TIMOTHY A. BIRKS AND YOUWEI W. LI, *The Shape of Fiber Tapers*, JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, Vol. 10, No. 4 , April 1992. [0.1](#), [0.1](#), [0.9](#), [0.10.4](#), [0.20](#), [0.20](#)

- [2] BROOKER GEOFFREY, *Modern Classical Optics*, Oxford University Press, New York ,2003. [0.15.1](#), [0.15.1](#)

- [3] BAHAA E. A. SALEH MALVIN CARL TEICH, *FUNDAMENTALS OF PHOTONICS*, John Wiley & Sons, Inc., 2007. [0.15.1](#)

- [4] O. ALIBART, J FULCONIS¹ , G K L WONG , S G MURDOCH² ,W J WADSWORTH AND J G RARITY *Photon pair generation using four-wave mixing in amicrostructured fibre: theory versus experiment*, New Journal of Physics 8 (2006) 67 [0.1](#)

- [5] GILBERTO BRAMBILLA, *Optical fibers nanowires and microwires: fabrication and applications*, Advances in Optics and Photonics 1

pag[107–161] 2009. [0.1](#), [0.1](#)

- [6] HYUCK CHOO, MYUNG-KI KIM, MATTEO STAFFARONI, TAE JOON SEOK, JEFFREY BOKOR, STEFANO CABRINI, P. JAMES SCHUCK, MING C. WU AND ELI YABLONOVITC, *Nanofocusing in a metal–insulator–metal gap plasmon waveguide with a three-dimensional linear taper*, NATURE PHOTONICS, VOL. 6, DECEMBER 2012 [0.1](#)
- [7] KARINA GARAY PALMETT, *Propiedades de enlazamiento espectral de parejas de fotones generados por mezclado de cuatro ondas espontaneo en fibra óptica*, CICESE, Ensenada, Baja California, México, agosto de 2009. [0.1](#), [0.3.3](#), [0.3.3](#)
- [8] IAN R. KENION, *The Light Fantastic a modern introduction to classical and quantum optics*, Oxford University Press. [0.8](#)
- [9] ALEXANDER J. FIELDING, KLAUS EDINGER, AND CHRISTOPHER C. DAVIS, *Experimental Observation of Mode Evolution in Single-Mode Tapered Optical Fibers*, JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. 17, NO. 9, SEPTEMBER 1999. ([document](#)), [0.19](#), [5](#)
- [10] CORRES, J. BRAVO, I. R. MATIAS, F. J. ARREGUI, *Tapered Optical Fiber Biosensor for the Detection of Anti-Gliadin Antibodies*,

- IEEE SENSORS 2007 Conference. 0.1
- [11] JAIME CASCANTE VINDAS *GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO EN FIBRAS MICROESTRUCTURADAS CON BOMBEO CUASICONTINUOS*, Tesis Doctoral, Valencia España, 2010. 0.1
- [12] BIANCALANA, D. V. SKRYABIN, AND P. ST. J. RUSSELL, *Four-wave mixing instabilities in photonic-crystal and tapered fibers*, PHYSICAL REVIEW E 68, 046603 2003. 0.1
- [13] CERECEDO-NUNEZ, A. SANCHEZ-MARTINEZ Y P. PADILLA-SOSA Y G. RODRIGUEZ-ZURITA *Revisión y análisis experimental de modos LP_{nm} en fibras ópticas*, REVISTA MEXICANA DE FÍSICA E 55, JUNIO 2009
- [14] CORONA MARÍA, GARAY-PALMETT KARINA, U'REN ALFRED B. *Experimental proposal for the generation of entangled photon triplets by third-order spontaneous parametric downconversion in optical fibers* Optics Letters, Vol. 36 Issue 2, pp.190-192 (2011) 0.1
- [15] KAO AND G. A. HOCKHAM, *Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies* PROC. IEE, Vol. 113, No. 7, JULY 1966 0.4
- [16] YAN QIU ZHU, WEN KUANG HSU, MAURICIO TERRONES, *3D Silicon oxide nanostructures from nanoowers to radiolaria* Journal Material Chemical, 1998. 0.1

- [17] KRISHNAN VENKATAKRISHNAN, DHEERAJ VIPPARTY, AND BO TAN, *Nanofibre fabrication by femtosecond laser ablation of silica glass*, OPTICS EXPRESS 15770 Vol. 19 No. 17, 5 August 2011.

0.1

- [18] PAUL L. KELLEY, IVAN P. KAMINOW, GOVIND P. AGRAWAL, *Nonlinear Fibers Optics*, tercera Edicion, Academic Press. 0.3.3, 0.3.3