DEFENDIDA POR

### Arnoldo Salazar Soto

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Heriberto Márquez Becerra Director del Comité

Dr. Raúl Rangel Rojo

Miembro del Comité

Dr. Francisco Javier Esparza Hernández *Miembro del Comité* 

Dr. Alfonso García Weidner Miembro del Comité

Dr. Serguei Stepanov

Coordinador del programa de posgrado en óptica Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Encargado del Despacho de la Dirección de Estudios de Posgrado

20 de Enero de 2009

### CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



### PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS EN OPTICA

### ESTUDIO PRELIMINAR DE OPTIMIZACION DE GUIAS DE ONDA ACTIVAS OBTENIDAS POR IMPLANTACION DE IONES EN CRISTALES DE Nd:YAG

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS

Presenta:

Arnoldo Salazar Soto

Ensenada, Baja California, México, Enero del 2009

**RESUMEN** de la tesis de **Arnoldo Salazar Soto**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en OPTICA con orientación en Optoelectrónica. Ensenada, Baja California. Enero, 2009.

### ESTUDIO PRELIMINAR DE OPTIMIZACION DE GUIAS DE ONDA ACTIVAS OBTENIDAS POR IMPLANTACION DE IONES EN CRISTALES DE Nd:YAG

Resumen aprobado por:

#### Dr. Heriberto Márquez Becerra

El estudio de guías de onda angostas fabricadas en cristales de Nd:YAG por implantación de protones y iones de carbono ha probado que es factible el desarrollo de láseres basados en estas guías, los cuales ofrecen la posibilidad de obtener eficiencias altas de emisión, potencias umbral bajas, densidades altas de potencia y tamaño compacto.

En este trabajo de tesis se analizaron una serie de guías de onda angostas fabricadas por implantación de protones y iones de carbono en cristales de Nd:YAG. Las muestras fueron sometidas a un tratamiento térmico de 400 °C durante 30 minutos, con el objetivo de reducir las pérdidas en las guías al eliminar los centros de color y por lo tanto la absorción.

Posteriormente al tratamiento, se evaluó el desempeño de las guías como medio de ganancia en una cavidad láser. Mediante análisis microscópico se estimaron las dimensiones de las guías de onda y se compararon con los tamaños determinados antes del tratamiento. Adicionalmente, se capturó la distribución transversal de intensidad (modos) a la salida de las guías para tres longitudes de onda ?=635 nm, ?=808 nm (longitud de onda de bombeo) y ?=1064 nm (longitud de onda de la emisión láser), mediante las cuales se pudo evaluar las propiedades de guiado de estas guías. Se realizaron análisis de espectroscopia de las guías de onda por medio de los espectros de absorción y de luminiscencia; de donde se determinó que las propiedades de estos tras el tratamiento térmico no cambian significativamente. Se calcularon dos de los parámetros más importantes relacionados con el desempeño láser que son la sección transversal de emisión estimulada, para la cual se encontró una disminución significativa ~ 50% y el tiempo de vida de luminiscencia el cual aumentó casi en un 45%.

Otra parte de la tesis se enfocó en el bombeo óptico de un láser de guía de onda angosta mediante un diodo láser a 808 nm con un área de emisión de  $100x1 \ \mu m^2$ . El acoplamiento de esta fuente de luz a la guía de onda se realizó mediante la circularización de un haz altamente elíptico del diodo láser con una fibra óptica de núcleo de diámetro de 200  $\mu$ m y la salida de esta enfocada a la cara de entrada de la guía de onda mediante una microlente fabricada en uno de los extremos de la fibra. Esta microlente fue fabricada por fundido y estiramiento de la fibra con una fusionadora de fibras ópticas.

**Palabras Clave:** Guías de onda ópticas, implantación de iones, Nd:YAG, fibra óptica con microlente, láser de guía de onda, tratamiento térmico de guías de onda.

**ABSTRACT** of the thesis presented by **Arnoldo Salazar Soto** as a partial requirement to obtain the MÁSTER OF SCIENCE degree in optics with orientation in optoelectronics. Ensenada, Baja California, México January, 2008.

### PRELIMINARY STUDY OF THE OPTIMIZATION OF ACTIVE ION-IMPLANTED WAVEGUIDE IN Nd:YAG CRYSTALS

Optical channel waveguides fabricated by proton and carbon implantation in Nd:YAG have proven to be a promising option in the development of laser based on them since they offer the possibility of a high slope efficiency, low threshold pump power, high power densities and a small size.

In this thesis a set of proton and carbon ion implanted Nd:YAG channel waveguides were annealed at 400 °C for 30 minutes with the purpose of reducing the optical propagation losses in the waveguide by eliminating color centers and thus absorption.

The laser performance of the annealed channel waveguides as a gain medium in a laser cavity was evaluated. By microscopic analysis the dimensions of the waveguides were estimated and compared to the dimensions before annealing. The transversal intensity distribution of the waveguide output beam was analyzed for three wavelengths, ?=635 nm, ?=808 nm (pump wavelength) and ?=1064 nm (laser emission wavelength), and the guiding properties of the guides. Spectroscopy of the waveguides was made by analyzing the absorption and luminescence spectra from which it was determined that no significant change occurred after heat treatment. Two of the most important parameters related to the laser performance are the stimulated emission cross section and fluorescence lifetime were it was found that after annealing the first decreased by ~ 50% and the later increased ~ 45 % from the nominal values of a bulk Nd:YAG crystal.

The other part of this thesis focused on the optical pumping scheme of the channel waveguide by a broad area laser diode operating at ?=808 nm with an emission area of  $100x1 \ \mu m^2$ . The coupling of the pumping signal was made by the circularization of the highly elliptical laser diode output beam by butt-coupling this output to a 200  $\mu m$  diameter nucleus optical fiber. The circular output of the fiber is focused to the face of the waveguide by a microlens fabricated at the end of the fiber. The lensed fiber is fabricated by melting and pulling the fiber with a fusion splicer.

**Keyword:** Optical waveguides, ion-implantation, Nd:YAG, lensed optical fiber, laser waveguide, optical waveguide annealing.



# Mis padres: Arnoldo y Conchita

### Agradecimientos

Gracias a mis padres Arnoldo y Conchita, por todo su apoyo...los quiero mucho.

A mi hermana Ana Lucia.

A la memoria de mi abuela Esther.

A mi abuela Guadalupe.

A mi abuelo Pancho Soto.

A toda mi familia.

A mi asesor Dr. Heriberto Márquez Becerra por su asesoría, ayuda y paciencia a lo largo de este trabajo de tesis.

A los integrantes de mi comité de tesis Dr. Raúl Rangel, Dr. Alfonso García Weidner y Dr. Francisco Javier Esparza Hernández por sus comentarios y retroalimentación para la realización de esta tesis.

Al grupo de óptica integrada del CICESE: Alejandra Urbina, Juan Jesús Sánchez, Jessica Lilian Angel y David Salazar.

Al CICESE por el apoyo brindado.

Al CONACYT por el apoyo económico mediante la beca No. 201147 y el proyecto de investigación 51144-Y.

### CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen ingles	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	V
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xiv
Capítulo I. Introducción	1
I.1 Antecedentes	1
I.2 Objetivos	3
I.3 Resumen de la tesis	3
Capítulo II. Fundamentos teóricos	5
II.1 Guías de onda	5
II.1.1 Guía de onda plana	6
II.1.2 Análisis de guías de onda planas por óptica geométrica	9
II.1.3 Análisis de guías de onda planas por teoría electromagnética	11
II.1.4 Guías de onda de canal	15
II.1.4.1 Método de Marcatili	16
II.1.4.2 Método de índice efectivo	18
II.1.5 Implantación de iones y guías de onda de barrera óptica	19
II.2 Láser de estado sólido	20
II.2.1 Niveles de energía y transiciones radiativas	20

Viveles de energía y transiciones radiativas ..... 20 II.2.2 Perfil de línea ..... 23

# CONTENIDO (continuación)

	Página
II.2.3 Ganancia y absorción en un sistema atómico	24
II.2.4 Inversión de población	25
II.2.5 Esquema de bombeo	26
II.2.6 Oscilación láser	29
II.2.7 Láser de Nd:YAG	31
II.3 Bombeo óptico por diodo láser	35
II.3.1 Bombeo transversal por diodo láser	37
II.3.2 Bombeo longitudinal por diodo láser	37
II.4 Acoplamiento de luz de fibra óptica a guía de onda	40
II.4.1 Fibras adelgazadas y con terminación en forma de lente	43
Capítulo III. Materiales y métodos	46
III.1 Guías de onda ópticas de canal implantadas con protones y carbono en	
Nd:YAG	46
III.2 Tratamiento térmico de guías de onda	49
III.3 Caracterización de guías de onda de canal post- tratamiento térmico	49
III.3.1 Microfotografías	50
III.3.2 Imágenes de modos transversales	50
III.3.3 Transmisión de las guías de onda	51
III.3.4 Espectro de absorción	51
III.3.5 Espectro de luminiscencia	53
III.3.6 Tiempo de vida de luminiscencia de las guías	56
III.3.7 Sección transversal de emisión estimulada	58
III.4 Desempeño láser	58
III.5. Diodo Láser	61
III.6 Circularización del haz de un diodo láser por medio fibra óptica	64
III.7 Fibra óptica con punta en forma de lente	65

# CONTENIDO (continuación)

	Página
III.8 Acoplamiento entre diodo láser y guía de onda de Nd:YAG	68
Capítulo IV. Resultados y discusión	70
IV.1 Desempeño láser	71
IV.2 Microfotografías de las guías de onda con tratamiento térmico	73
IV.3 Modos transversales 635 nm	76
IV.4 Modos transversales 808 nm	78
IV.5 Modos transversales 1064 nm	80
IV.6 Simulación de modos guiados y propagación en las guías de onda sin y	
con tratamiento térmico	83
IV.7 Transmisión de las guías de onda	89
IV.8 Pérdidas en las guías	92
IV.9 Espectro de absorción	93
IV.10 Espectro de luminiscencia	97
IV.11 Ancho de las bandas del espectro de luminiscencia	100
IV.12 Tiempo de vida de luminiscencia de las guías	104
IV.13 Sección transversal de emisión estimulada	106
IV.14 Bombeo por diodo láser de guías de onda de canal	108
IV.14.1 Fibras ópticas con punta de lente	109
Capítulo V. Conclusiones	115
Referencias	123
Apéndice A. Especificaciones diodo láser LDX-3210-808	132
Apéndice B. Hoja de especificaciones de fibra óptica FT200EMT	134

## LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Geometrías más comunes guías de onda. a) Plana. b) Angosta o de canal. c) Fibra óptica	5
2	Perfiles de índice de refracción. a) Escalón. b) Índice graduado. c) Barrera óptica	6
3	Guía de onda plana dieléctrica de ancho 2d. La luz se propaga en la dirección z	7
4	Rayos de luz (flecha sólida) y frentes de onda en guía de onda plana (línea punteada)	9
5	Diferentes tipos de guías de onda de canal. a) Canal saliente. b) canal superficial. c) canal superficial de índice graduado	16
6	Nomenclatura y geometría del método Marcatili en guías de onda de canal	17
7	Esquema de método de índice efectivo, el problema inicial de una guía de canal en dos dimensiones es dividido en dos guías planas. (Lifante, 2003)	19
8	Diagrama de estados de energía de un láser de tres niveles	27
9	Diagrama de estados de energía de un láser de cuatro niveles	28
10	Esquema de un láser sencillo	29
11	Diagrama de niveles de energía del Nd:YAG. Transición láser principal a 1064 nm (línea sólida) y transiciones láser secundarias a 1319, 1338 y 946 nm (línea punteada)	34
12	Espectro de emisión del Nd:YAG del nivel ${}^{4}F_{3/2}$ al nivel ${}^{4}I_{11/2.}$ La transición (5) es la línea de emisión principal a 1064 nm	34
13	Espectro absorción del Nd:YAG en la región del infrarrojo cercano	35

Figura		Página
14	Bombeo longitudinal en una cavidad resonante simple. $w_{p0}$ representa la cintura del haz de bombeo, $Z_0$ la distancia de la cintura del haz de bombeo desde la entrada al medio y, w, radio	
	mancha de salida	38
15	Intensidades de la luz guiada durante el acoplamiento fibra-guía	41
16	Distribución transversal de intensidad de los modos en la guía de onda	42
17	Fibra con ángulo de adelgazamiento lineal O y longitud L. $n_{nu}$ representa el índice de refracción en el núcleo de la fibra y $n_{eu}$ el índice de refracción de la cubierta	43
18	Fibra con perfil de adelgazamiento parabólico iluminada por un haz colimado	44
19	Diagrama experimental para obtener distribución de intensidad de modos transversales de las guías con ?=635 nm	51
20	Espectro de absorción del Nd:YAG de 300 a 900 nm	52
21	Arreglo experimental para obtener espectro de absorción de las guías de onda angosta. a) Fuente de luz blanca (lámpara cuarzo- halógeno). b) Monturas para acoplamiento fibra monomodal-guía de onda. c) Diagrama arreglo para obtener espectro de absorción de las guías implantadas y tratadas térmicas	53
22	Diagrama de arreglo usado para capturar el espectro de luminiscencia de las guías de onda	54
23	Diagrama de arreglo usado para determinar el tiempo de vida de fluorescencia de las guías de onda tratadas térmicamente	57
24	Arreglo usado para obtener espectro de emisión láser de guías de onda tratadas térmicamente	58
25	Haz elíptico emitido por diodo láser de área ancha	61

Figura 26	Puntos de origen de astigmatismo	<b>Página</b> 62
27	Fotografía de arreglo utilizado para acoplar la salida de un diodo láser a una fibra óptica multimodal de núcleo 200 µm	64
28	Fabricación de fibra-lente	67
29	Arreglo experimental para medir el perfil de intensidad del haz a la salida de una fibra con punta de lente. A representa la distancia entre la salida de la fibra y el micro objetivo; B representa la distancia entre la salida del micro objetivo y la cámara CCD	68
30	Arreglo experimental para acoplar el haz de salida de la fibra- lente a la guía de onda y observar su salida	69
31	Espectro de emisión láser típico para una guía de 15 µm. a) Línea de emisión a 1064 nm. b) Dos líneas de emisión a 1061.4 y 1064.1 nm	72
32	Microfotografías de canto del sustrato de la muestra YAG7 después del tratamiento térmico. Las flechas indican el punto donde se logra observar el guiado de la luz	73
33	Microfotografía de canto de guías de 20 µm YAG7 antes del tratamiento térmico. Las flechas indican la posición de las barreras ópticas	74
34	Microfotografías de canto del sustrato de la muestra YAG8 después del tratamiento térmico. Las flechas indican el punto donde se logra observar el guiado de la luz	74
35	Microfotografía de canto de guías de 20 µm YAG8 antes del tratamiento térmico. Las flechas indican la posición de las barreras ópticas	75
36	Modos transversales de la salida a 635 nm de las guías de onda tratadas térmicamente	76
37	Perfil de intensidad a 635 nm de una guía de 10 µm YAG7	78

Figura		Página
38	Imágenes de la distribución de intensidad transversal a la salida de una guía de onda tratada térmicamente a 808 nm	79
39	Imágenes de la distribución de intensidad transversal a la salida de una guía de onda tratada térmicamente a 1064 nm	81
40	Factores de confinamiento para tres longitudes de onda evaluadas	82
41	Cálculo de perfil de intensidad e índices efectivos con el programa "Ion Implanted Waveguides" para muestra 4 en (Flores, 2003). (a) Especificaciones de barrera óptica con $\Delta n = 0.27\%$ . (b) Índices efectivos calculados y distribución de intensidad (normalizada) del modo 0 a 635, 808 y 1064 nm	84
42	Simulación de propagación en guías de onda sin tratamiento térmico (barrera no degradada $\Delta n = 0.27\%$ ) en OptiBPM. (a) Barrera óptica. (b) Distribuciones de intensidad de salida (distancia de 1 cm).	85
43	Cálculo de perfil de intensidad e índices efectivos con el programa "Ion Implanted Waveguides" para guía de onda plana con barrera óptica degradada por recocido ( $\Delta n = 0.027\%$ ). (a) Especificaciones de barrera óptica. (b) Índices efectivos calculados y distribución de intensidad (normalizada) del modo 0 a 635, 808 y 1064 nm	86
44	Simulación de propagación en guías de onda con tratamiento térmico (barrera degradada $\Delta n = 0.027\%$ ) en OptiBPM. (a) Barrera óptica. (b) Distribuciones de intensidad de salida (distancia de 1 cm).	87
45	Transmisión promedio de los grupos de guías a la longitud de onda de bombeo $I_b = 808 nm$	90
46	Transmisión promedio de los grupos de guías a la longitud de onda de emisión láser $I_e = 1064 nm$	91

Figura		Página
47	Espectros de absorción en dirección transversal. a) YAG7; b) YAG8	94
48	Espectros de absorción de guías de onda tratadas térmicamente (línea sólida) y cristal de Nd:YAG de volumen (línea punteada). a) YAG7 guía 10 µm; b) YAG7 guía 15 µm; c) YAG7 guía 20 µm	95
49	Espectros de absorción de guías de onda tratadas térmicamente (línea sólida) y cristal de Nd:YAG de volumen (línea punteada). a) YAG8 guía 10 µm; b) YAG8 guía 15 µm; c) YAG8 guía 20 µm	96
50	Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente. a) YAG7 guías 10 µm; b) YAG7 guías 15 µm; c) YAG7 guías 20 µm	98
51	Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente a) YAG8 guía 10 µm; b) YAG8 guía 15 µm; c) YAG8 guía 20 µm	99
52	Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente para diferentes grupos de guías de onda y su aproximación gaussiana. a) YAG7 guías 10 µm; b) YAG7 guías 15 µm; c) YAG7 guías 20 µm	101
53	Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente para diferentes grupos de guías de onda y su aproximación gaussiana. a) YAG8 guías 10 µm; b) YAG8 guías 15 µm; c) YAG8 guías 20 µm	102
54	Ensanchamiento promedio de las bandas en el espectro de luminiscencia respecto al ancho de banda del espectro del cristal de volumen. a) YAG7. b) YAG8	103
55	Señal promedio de salida para guías del grupo F. a) Señal completa. b) Ajuste exponencial de tiempo de caída en primer ciclo en una guía de onda típica de la muestra YAG8. c) Ajuste exponencial de tiempo de muestra de cristal de volumen de	105
	Nd: YAG	105

Figura		Página
56	Tiempos de vida de fluorescencia de las guías de onda	106
57	Especificaciones de fibra-lente 1 con radio de curvatura R=50 $\mu$ m	109
58	a) Mancha de salida de lente con R=50 µm. b) Perfil de intensidad de mancha de salida	110
59	Especificaciones de fibra-lente 2 con radio de curvatura R=75 $\mu$ m	110
60	a) Mancha de salida de lente con R=75 $\mu$ m. b) Perfil de intensidad de mancha de salida; ancho FWHM = 13 $\mu$ m	111
61	Especificaciones de fibra-lente 2 con radio de curvatura R=90 $\mu$ m	111
62	a) Mancha de salida de lente con R=90 $\mu$ m. b) Perfil de intensidad de mancha de salida; ancho FWHM = 17 $\mu$ m	112
63	Eficiencia pendiente de lentes fabricadas	113
64	Láser de guía de onda angosta bombeado por diodo láser. 1) Acoplamiento diodo láser-fibra óptica; 2) Adelgazamiento y punta de lente para acoplamiento de fibra óptica a guía de onda angosta (bombeo de medio de ganancia láser); 3) Espejos de cavidad resonante; 4) Medio de ganancia (guías de onda angosta fabricadas por implantación de iones)	120
65	Vista expandida de partes de diodo láser LDX-3210-808	132
66	Dimensiones de encapsulado de diodo láser LDX-3210-808	133
67	Hoja de especificaciones de fibra óptica FT200EMT	134

### LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
Ι	Propiedades ópticas y físicas de cristales de Nd:YAG	33
Π	Parámetros de bombeo y longitudes de onda para algunos láseres de estado sólido	36
Ш	Parámetros de implantación para fabricar las guías de onda de canal en cristales de Nd:YAG	48
IV	Algunos resultados obtenidos en la fabricación de guías de onda por implantación de iones	48
V	Transiciones láser principales en Nd:YAG	54
VI	Identificación de grupos de guías	71
VII	Dimensiones nominales y medidas de guías de onda sin y con tratamiento térmico	76
VIII	Tamaños promedio de la mancha de salida para los grupos de guías de onda a 635 nm	77
IX	Factor de confinamiento con ?=635 nm para grupos de guías sin tratamiento térmico y tratamiento térmico	78
Х	Tamaños promedio de la mancha de salida para los grupos de guías de onda a 808 nm	80
XI	Confinamiento de luz promedio para los diferentes grupos de guías de onda a 808 nm	80
XII	Tamaños promedio de la mancha de salida para los grupos de guías de onda a 1064 nm	81
XIII	Confinamiento de luz promedio para los diferentes grupos de guías de onda a 1064 nm	82
XIV	Tamaños de mancha de salida obtenidos con simulación de propagación en las guías de onda	88

# LISTA DE TABLAS (continuación)

Tabla		Página
XV	Pérdidas por propagación promedio a 808 nm en los diferentes grupos de guías onda	92
XVI	Pérdidas por propagación promedio a 1064 nm en los diferentes grupos de guías onda	93
XVII	Tiempos de vida de fluorescencia de las guía de onda	105
XVIII	Sección transversal de emisión estimulada a 1064 nm	107
XIX	Aumento de la potencia umbral de las guías respecto a la potencia umbral del cristal de volumen	108
XX	Especificaciones de fábrica de diodo láser	132

### Introducción

### I.1 Antecedentes

Una de las necesidades actuales en cuanto a circuitos integrados, ya sean electrónicos o de óptica integrada es la miniaturización. El elemento fundamental en los dispositivos de óptica integrada son las guías de onda, las cuales tienen la ventaja de confinar en un pequeño volumen altas densidades de energía y por su tamaño pueden ser fácilmente acopladas a láseres semiconductores y a fibras ópticas.

En la obtención de guías de onda de buena calidad, el método de fabricación es de vital importancia. La implantación de iones es uno de varios métodos utilizados para su fabricación y ha probado ser uno de los más efectivos debido a su buena reproducibilidad y control sobre los resultados esperados. Una de las aplicaciones de las guías de onda obtenidas por implantación de iones es que pueden utilizarse para el desarrollo de láseres miniatura con una eficiencia alta de emisión y potencia baja de bombeo umbral. El cristal Nd:YAG es uno de los materiales más utilizados en láseres de estado sólido y el desarrollo de guías de ondas por implantación de iones ha sido realizada con éxito (Flores-Romero, 2003 y Flores-Romero et al., 2004).

Se han obtenido guías de onda planas en cristales de Nd:YAG por medio de implantación de helio, carbono y protones, y se ha observado oscilación láser a 1064 nm en estas estructuras. Sin embargo, para aprovechar al máximo la estructura de las guías de

onda es más conveniente el hacer uso de guías de onda de canal en vez de guías de onda planas. Aunque sólo con la implantación de helio se ha obtenido oscilación láser. De aquí la necesidad de investigar el desempeño de este tipo de láseres de guía de onda implantados con otro tipo de iones (Flores-Romero et al., 2007).

En relación al método de fabricación de las guías de onda por implantación de iones, este puede ser obtenida haciendo uso de una mascarilla que impida por completo el paso de los iones en las regiones donde no queremos que haya iones. Se han realizado investigaciones exitosas en las que se obtuvieron guías de onda por implantación de iones utilizando una mascarilla electroformada, la cual es lo suficientemente gruesa para detener los iones y esta técnica permite la formación de varios canales ópticos de diferentes anchos bajo las mismas condiciones de implantación (Flores-Romero et al., 2007).

El desempeño de los láseres de guías de onda obtenido por implantación de iones (protones) a 1064 nm ha sido también estudiado y se encontró que con esta técnica de máscara electroformada se pueden producir varias guías de onda ópticas de diferentes anchos en el mismo cristal en un solo proceso de implantación, lo que significa la posibilidad de producción a gran escala de este tipo de dispositivos (Flores-Romero et al., 2007). Fueron obtenidos valores aceptables de los parámetros de desempeño (absorción, eficiencia de emisión y potencia umbral) de estos láseres. Una mejor eficiencia y una potencia umbral más baja pueden ser obtenidas disminuyendo las pérdidas de propagación en las guías de onda y fabricando los espejos del resonador directamente sobre las caras de entrada y salida de las guías de onda (Flores-Romero, 2008).

Este trabajo de tesis se concentrará en mejorar u optimizar el desempeño de los parámetros de las guías de onda láser: absorción, eficiencia de emisión y potencia umbral.

Para esto, se someterán las guías de onda a un tratamiento térmico post-implantación. Con miras a un futuro diseño e implementación de un prototipo de láser de guía de onda.

El acoplamiento de fuentes de luz a las guías de onda es un tema fundamental en la óptica integrada, el desarrollo en años recientes de diodos láser proveen una fuente compacta, eficiente y de alta potencia aunque. Por lo general la calidad del haz de este tipo de láseres es pobre, por lo que en este trabajo de tesis se discute la posibilidad de acoplar la salida de un diodo láser de área amplia a guías de onda de canal mediante fibras ópticas multimodales cuyo extremo de salida es modificado en forma de microlente que permite enfocar el haz de salida a los tamaños requeridos para un buen acoplamiento fibra-guía.

#### I.2 Objetivos

El objetivo inicial de este trabajo de tesis fue optimizar el desempeño láser de guías de onda angostas fabricadas por implantación de iones de carbono y protones en cristales de Nd:YAG, además de considerar su utilización en la integración de un láser de estado sólido.

#### I.3 Resumen de la tesis

El capítulo II presenta el marco teórico de este trabajo, específicamente una introducción a los aspectos fundamentales de la teoría de guías de onda y a los conceptos básicos de la técnica de fabricación de guías de onda conocida como implantación de iones. Así mismo, se presentan también los conceptos generales para entender la interacción de la radiación con la materia y la teoría de láseres. Finalmente, se presenta una sección del acoplamiento de luz a guías de onda.

En el capítulo III se describen los materiales y los métodos usados para realizar los experimentos y los cálculos utilizados para describir las características de las guías de onda tratadas térmicamente.

El capítulo IV presenta los resultados de la optimización de las guías de onda y las pruebas de diagnóstico y caracterización de dichas guías de onda.

Finalmente, el capítulo V se discuten las conclusiones a las que se llegaron con este trabajo de tesis.

### **Fundamentos teóricos**

#### II.1 Guías de onda

El bloque básico de la óptica integrada es la guía de onda, la cual es una estructura que confina luz dentro de sus paredes guiándola en una dirección específica. Los principios fundamentales sobre los cuales se basa la teoría de guías de onda son la interacción de la luz con la materia y la teoría electromagnética. Una guía de onda en su forma más simple, consiste de un medio de cierto índice de refracción rodeado de un medio de índice de refracción menor, esto es un requisito necesario para que se logre el fenómeno de reflexión total interna, el cual permite el confinamiento y guiado de la luz dentro de estas estructuras.

Normalmente, las guías de onda son construidas combinando apropiadamente materiales dieléctricos que distribuyen un campo electromagnético sobre un área finita. Al colocar una película delgada con un índice de refracción más alto que un sustrato, la luz puede ser atrapada dentro de esta película (Koshiba, 1992). A este tipo de guías de onda se les conoce como guías de onda dieléctricas. Existen diferentes tipos de guías de onda dependiendo de la forma geométrica de su estructura, algunas de las cuales se muestran en la figura 1.



**Figura 1.** Geometrías más comunes guías de onda: a) plana, b) angosta o de canal y c) fibra óptica.

Algunas de las técnicas utilizadas en la fabricación de guías de onda ópticas son: crecimiento epitaxial, intercambio de iones e implantación de iones. Las primeras dos técnicas incrementan el índice de refracción en la superficie; mientras que en la técnica de implantación de iones en cristales, el efecto no es un incremento en el índice de refracción de la zona implantada, sino la formación de una "barrera" óptica de un índice de refracción reducido al final de la trayectoria de los iones en el cristal. La guía de onda estará formada por el sustrato rodeado por medios con índice de refracción menor, aire en la cubierta y la barrera de índice menor (Townsend, 1994). Dependiendo de la técnica de fabricación las guías de onda pueden tener diferentes tipos de perfiles de índice de refracción, algunos de los cuales se ilustran en la figura 2.



**Figura 2.** Perfiles de índice de refracción: a) Escalón, b) Índice graduado y c) Barrera óptica.

#### II.1.1 Guía de onda plana

Aunque en el área de la óptica integrada la guía de onda de canal es la más utilizada, es conveniente comenzar el análisis de guías de onda con la geometría más sencilla, la guía de onda plana dieléctrica como la que se muestra en la figura 3.



**Figura 3.** Guía de onda plana dieléctrica de ancho 2d con la luz propagándose en la dirección z.

Una guía plana como la de la figura 3 consiste de un núcleo de ancho 2d e índice de refracción  $n_g$  rodeado por medios dieléctricos de índice de refracción ligeramente menores. Si el índice de refracción de la cubierta  $n_c$  es igual al índice de refracción del sustrato  $n_s$  se hablará de una guía de onda plana simétrica. Generalmente,  $n_c < n_s$  lo que da lugar a lo que se conoce como guía de onda plana asimétrica, de hecho es común que la cubierta sea aire con  $n_c = 1$ , por lo que  $n_c < n_s < n_g$ .

Como se mencionó anteriormente, los haces en la guía de onda son propagados por medio de reflexión interna total en las interfases núcleo-sustrato y núcleo-cubierta. La reflexión interna total se presenta cuando un haz en un medio 1 con índice de refracción  $n_1$ incide en otro medio 2 con índice de refracción menor  $(n_2 < n_1)$ , de la Ley de Snell el ángulo del haz refractado es mayor al ángulo del haz incidente  $(q_2 > q_1)$ . A medida que éste ángulo de incidencia aumente, el ángulo de refracción en algún momento será igual a 90°, cuando esto sucede éste ángulo será igual al llamado ángulo crítico  $q_1 = q_c$ . La reflexión interna total se presenta cuando  $q_1 > q_c$  donde no se tendrá un haz refractado sino que el haz incidente será reflejado en su totalidad. En el análisis de guías de onda planas en ocasiones es conveniente hablar en términos del ángulo crítico complemento  $(f_c)$ , en cuyo caso, para que exista reflexión interna total  $f < f_c$ . Para una guía plana con una distribución transversal de índice de refracción de escalón, como se muestra en la figura 3. La condición de reflexión total interna establece en la interfase guía-sustrato que:

$$\boldsymbol{f}_{(s)} \le \cos^{-1} \left( \frac{n_s}{n_g} \right). \tag{1}$$

Para la interfase guía-cubierta la condición de reflexión total interna estará dada por:

$$\mathbf{f}_{(c)} \leq \cos^{-1} \left( \frac{n_c}{n_g} \right). \tag{2}$$

Ya que  $n_c < n_s < n_g$  entonces  $\mathbf{f}_{(s)} < \mathbf{f}_{(c)}$ . Por lo que cuando  $\mathbf{f} \leq \mathbf{f}_{(s)}$  la condición para reflexión total interna se cumplirá para ambas interfases efectivamente confinando y propagando la luz dentro de la guía, como modos guiados.

Un parámetro de utilidad en la caracterización de las guías de onda es la diferencia de índice de refracción, que para la interfase núcleo guía-sustrato está dada por,

$$\Delta_s = \frac{n_g^2 - n_s^2}{2n_g^2} \cong \frac{n_g - n_s}{n_g}.$$
(3)

De la figura 3 se define la apertura numérica que nos indica el máximo ángulo de incidencia aceptado como (Okamoto, 2000):

$$NA = \mathbf{q}_{i\,\text{max}} = sen^{-1}\sqrt{n_g^2 - n_s^2} \cong \sqrt{n_g^2 - n_s^2} = n_g\sqrt{2\Delta_s} \,. \tag{4}$$

La aproximación es aceptable ya que por lo general la diferencia  $n_g - n_s$  es muy pequeña, ya que ésta diferencia será menor a  $n_g - n_c$ . La apertura numérica o el ángulo máximo de incidencia en la ecuación (4) se calcula en base a la interfase guía-sustrato. Dentro del núcleo, el ángulo máximo **f** está dado por (Okamoto, 2000),

$$\boldsymbol{f}_{\max} \cong \frac{\boldsymbol{q}_{i\max}}{n_g} \cong \sqrt{2\Delta_s} \ . \tag{5}$$

#### II.1.2 Análisis de guías de onda planas por óptica geométrica

Es posible hacer un análisis de los modos guiados en una guía de onda plana por medio de la óptica de rayos, aunque un análisis más exacto requiere del uso de la teoría electromagnética como se verá más adelante.

El hecho de que el ángulo f sea menor al ángulo crítico complemento es solo parte de las condiciones necesarias para el confinamiento de luz dentro de la guía plana. En su propagación dentro del núcleo de la guía la luz sufre un cambio de fase transversal que depende del grueso de la película, además del cambio de fase asociado a las reflexiones experimentadas en la interfaz núcleo-sustrato y núcleo-cubierta. La condición para modos guiados (condición de auto-consistencia) establece que el cambio de fase total debe de ser cero o un múltiplo entero de 2p. Por lo que solo un número discreto de ángulos darán lugar a modos guiados (Lifante, 2003). En la figura 4 se ilustra esta situación, en la cual se muestran los rayos de luz y los frentes de onda perpendiculares asociados a estos.



**Figura 4.** Rayos de luz (flecha sólida) y frentes de onda en guía de onda plana (línea punteada).

De la figura 4, las constantes de propagación en las direcciones x y z se definen como,

$$k_z = \boldsymbol{b} = kn_g \cos \boldsymbol{f},\tag{6}$$

$$k_x = \mathbf{k} = k n_g \, \mathrm{sen} \, \mathbf{f} \, . \tag{7}$$

Se puede demostrar que el cambio de fase asociado a las reflexiones para polarización perpendicular al plano de incidencia en ambas interfases se puede expresar como (Okamoto, 2000),

$$\Phi_s = -2\tan^{-1}\frac{\sqrt{n_g^2\cos^2 f - n_s^2}}{n_g\cos f} = -2\tan^{-1}\sqrt{\frac{2\Delta_s}{sen^2 f} - 1},$$
(8)

$$\Phi_c = -2\tan^{-1}\frac{\sqrt{n_g^2\cos^2 \mathbf{f} - n_c^2}}{n_g\cos \mathbf{f}} = -2\tan^{-1}\sqrt{\frac{2\Delta_c}{sen^2 \mathbf{f}} - 1}.$$
(9)

Con un análisis de la propagación de los rayos de luz dentro de la guía es posible demostrar que la condición de propagación está dada como (Okamoto, 2000),

$$\tan\left(kn_g dsen \mathbf{f} - \frac{m\mathbf{p}}{2}\right) = \sqrt{\frac{2\Delta_s}{sen^2\mathbf{f}}} - 1, \qquad m = 0, 1, 2, \dots$$
(10)

Definiendo el parámetro,

$$\mathbf{x} = \frac{senf}{\sqrt{2\Delta}},\tag{11}$$

la ecuación (10) se puede expresar también como:

$$kn_g d\sqrt{2\Delta_s} = \frac{\cos^{-1} \mathbf{x} + m\mathbf{p}/2}{\mathbf{x}},\tag{12}$$

donde el término derecho de la ecuación (12) se conoce como frecuencia normalizada

$$v = kn_g d\sqrt{2\Delta_s} . aga{13}$$

Hay que notar que en los cálculos hasta el momento se ha utilizado el índice de refracción del sustrato ya que siendo mayor al de la cubierta, éste determinará las condiciones de corte. Se define al índice efectivo como,

$$n_{eff} = \frac{\mathbf{b}}{k},\tag{14}$$

en términos de este índice efectivo, para que se tengan modos guiados se debe de cumplir la condición,

$$n_s \le n_{eff} \le n_g \,. \tag{15}$$

Otro parámetro que será de utilidad es la constante de propagación normalizada definida como (Okamoto, 2000):

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_s^2}{n_g^2 - n_s^2}.$$
 (16)

De la ecuación (16) la condición para el confinamiento dentro de la guía se podrá expresar como:

$$0 \le b \le 1,\tag{17}$$

y cuando b = 0 será la condición de corte.

#### II.1.3 Análisis de guías de onda planas por teoría electromagnética

Las ecuaciones hasta este punto han sido derivadas por medio de la óptica geométrica, un análisis más profundo de la propagación en una guía de onda plana requiere de la teoría electromagnética la cual nos dará la posibilidad de calcular la distribución del campo eléctrico dentro de la guía. Las ecuaciones de Maxwell para la propagación en un medio lineal, isotrópico, dieléctrico y no magnético están dadas por:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mathbf{m}_0 \,\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},\tag{18}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \boldsymbol{e}_0 n^2 \frac{\partial \boldsymbol{?}}{\partial t}.$$
 (19)

Para las ecuaciones (18) y (19) se proponen soluciones de la forma

$$\mathbf{E} = E(x, y)e^{j(\mathbf{w}t - \mathbf{b}_z)},\tag{20}$$

$$\mathbf{H} = H(x, y)e^{j(\mathbf{w}t - \mathbf{b}z)}.$$
(21)

donde w es la frecuencia angular w = ck y b representa la constante de propagación definida en la ecuación (6).

En el caso de los modos TE, no hay componente del campo eléctrico en la dirección de propagación, es decir los modos tendrán las componentes  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ . Asumiendo que solo tenemos campos armónicos y suponiendo que  $\partial/\partial y = 0$  se obtiene (Okamoto, 2000):

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \left(n^2 k^2 - \boldsymbol{b}^2\right) E_y = 0, \qquad (22)$$

$$H_x = -\frac{\mathbf{b}}{\mathbf{w}\mathbf{m}_0} E_y,\tag{23}$$

$$H_z = \frac{j}{\mathbf{w}\mathbf{m}_0} \frac{dE_y}{dx},\tag{24}$$

$$E_x = E_z = H_y = 0.$$
 (25)

Para la ecuación (22) se propone una solución de tipo,

$$E_{y} = A\cos(\mathbf{k}d - \mathbf{f})e^{-\mathbf{d}(x-d)}, \qquad x > d$$
(26)

$$E_{y} = A\cos(\mathbf{k}x - \mathbf{f}), \qquad -d \le x \le d$$
(27)

$$E_{y} = A\cos(\mathbf{k}d + \mathbf{f})e^{\mathbf{g}(x+d)}. \qquad x < -d \qquad (28)$$

donde,

$$\boldsymbol{d} = \sqrt{\boldsymbol{b}^2 - n_c^2 k^2} = \sqrt{\left(n_g^2 - n_c^2\right)k^2 - \boldsymbol{k}^2},$$
(29)

$$\boldsymbol{k} = \sqrt{n_g^2 k^2 - \boldsymbol{b}^2} = n_g k sen \boldsymbol{f}, \tag{30}$$

$$\boldsymbol{g} = \sqrt{\boldsymbol{b}^{3} - n_{s}^{2} k^{2}} = \sqrt{\left(n_{g}^{2} - n_{s}^{2}\right) k^{2} - \boldsymbol{k}^{2}}.$$
(31)

El campo eléctrico  $E_y$  debe ser continuo en las interfaces dieléctricas, y la componente del campo magnético  $H_z$  también debe ser continua en dichas interfaces dieléctricas. Esto se puede asegurar haciendo que  $dE_y/dx$  sea continua (Okamoto, 2000),

$$dE_{y}/dx = -\mathbf{d}A\cos(\mathbf{k}d - \mathbf{f})e^{-\mathbf{d}(x-d)}, \qquad x > d , \qquad (32)$$

$$dE_{y}/dx = -\mathbf{k}A\operatorname{sen}(\mathbf{k}x - \mathbf{f}), \qquad -d \le x \le d, \qquad (33)$$

$$dE_{y}/dx = \mathbf{g}A\cos(\mathbf{k}d + \mathbf{f})e^{\mathbf{g}(x+d)}. \qquad x < -d , \qquad (34)$$

Resolviendo para estas condiciones de continuidad se obtienen las siguientes ecuaciones de valores propios para los modos TE (Okamoto, 2000),

$$u = \frac{m\mathbf{p}}{2} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{w}{u}\right) + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{w'}{u}\right), \qquad m = 0, 1, 2, \cdots$$
(35)

$$\mathbf{f} = \frac{m\mathbf{p}}{2} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{w}{u}\right) - \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{w'}{u}\right), \qquad m = 0, 1, 2, \cdots$$
(36)

donde,

$$u = \mathbf{k}d , \qquad (37)$$

$$w = \mathbf{g}d , \qquad (38)$$

$$u^{2} + w^{2} = k^{2} d^{2} \left( n_{g}^{2} - n_{s}^{2} \right) = v^{2},$$
(39)

$$w' = \boldsymbol{d}d = \sqrt{\boldsymbol{s} \ v^2 + w^2} , \tag{40}$$

$$\boldsymbol{s} = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_g^2 - n_s^2}.$$
(41)

Con v siendo la frecuencia normalizada definida en (13) y el parámetro s es un indicador de la asimetría entre el sustrato y la cubierta de la guía plana.

La ecuación (35) se puede expresar en términos de la constante de propagación normalizada y la frecuencia normalizada como (Okamoto, 2000),

$$2v\sqrt{1-b} = m\mathbf{p} + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b}{1-b}} + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b+s}{1-b}}.$$
(42)

Sustituyendo la condición de corte b = 0 en la ecuación (42) la frecuencia normalizada de corte para modos TE está dada por (Okamoto, 2000),

$$v_{cTE} = \frac{m\mathbf{p}}{2} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\sqrt{\mathbf{s}}.$$
(43)

Para modos TM la frecuencia normalizada de corte se expresa como,

$$v_{cTM} = \frac{m\mathbf{p}}{2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{n_s^2}{n_s^2} \sqrt{\mathbf{s}} \right)$$
(44)

Se define el parámetro V o parámetro de guía de onda como,

$$V = \left(\sqrt{n_g^2 - n_s^2}\right) (kd).$$
(45)

Entre mas pequeño sea este parámetro V, el número de modos guiados se reduce hasta llegar al punto en que la guía no soporta más modos guiados (para el caso de una guía asimétrica). De la ecuación (45) se puede demostrar que el valor de corte para V está dado por (Marcuse, 1991),

$$V_{corte} = kd = \tan^{-1} \left( h \frac{\sqrt{n_s^2 - n_c^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_s^2}} \right) + m\mathbf{p}. \qquad m = 0, 1, 2, \dots$$
(46)

Donde,

$$h = 1,$$
 modos TE, (47)

$$\boldsymbol{h} = \frac{n_g^2}{n_c^2}, \qquad \text{modos TM.}$$
(48)

m=0 corresponde al primer modo guiado, mientras que m=N-1 corresponderá al último modo guiado.

El número de modos soportado por la guía se puede determinar de la ecuación (46) considerando que para que un modo sea guiado se debe de cumplir la condición  $V < V_{corte, N+1}$ , donde  $V_{corte, N+1}$  indica el parámetro V de corte del modo N+1, que es el primer modo que no es guiado, es decir cuando m=N (Marcuse, 1991). De lo anterior,

$$V < \tan^{-1} \left( h \frac{\sqrt{n_s^2 - n_c^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_s^2}} \right) + N p .$$
(49)

El número de modos guiados TE o TM por lo tanto estará dado por:

$$N = \left\{ \left( \frac{1}{p} \right) \left[ V - \tan^{-1} \left( h \frac{\sqrt{n_s^2 - n_c^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_s^2}} \right) \right] \right\}_{Ent}.$$
(50)

El símbolo  $\{ \}_{Ent}$  indica que se debe de tomar el valor del entero inmediatamente superior al valor calculado de *N*. El número total de modos guiados de la guía será entonces la suma de los modos TE y los modos TM calculados con (50).

Mediante un análisis de la potencia, de las ecuaciones (22)-(25) se puede obtener que para las tres regiones de la guía de onda esta potencia estará dada por (Okamoto, 2000):

$$P_c = \frac{\mathbf{b}dA^2\cos^2\left(u-\mathbf{f}\right)}{4\mathbf{w}\mathbf{m}_0 w'},\qquad \qquad x > d , \qquad (51)$$

$$P_{g} = \frac{\boldsymbol{b} dA^{2}}{2\boldsymbol{w}\boldsymbol{m}_{0}} \left[ 1 + \frac{\sin^{2}(\boldsymbol{u} + \boldsymbol{f})}{2\boldsymbol{w}} + \frac{\sin^{2}(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{f})}{2\boldsymbol{w}'} \right], \qquad -d \le x \le d , \qquad (52)$$

$$P_s = \frac{bdA^2 \cos^2(u+f)}{4wm_0 w}.$$
 (53)

La potencia total de la guía se obtiene simplemente sumando las potencias de las tres regiones de las guías planas dadas por las ecuaciones (51), (52) y (53):

$$P_T = P_c + P_g + P_s = \frac{bdA^2}{2wm_0} \left[ 1 + \frac{1}{2w} + \frac{1}{2w'} \right].$$
(54)

De la ecuación (54) se obtiene que la constante A es,

$$A = \sqrt{\frac{2wm_0 P_T}{bd\left(1 + \frac{1}{2w} + \frac{1}{2w'}\right)}}.$$
(55)

El factor de confinamiento dentro del núcleo de la guía estará dado por la ecuación (Okamoto, 2000):

$$\Gamma = \frac{P_g}{P_T} = \frac{1 + \frac{\operatorname{sen}^2(u+f)}{2w} + \frac{\operatorname{sen}^2(u-f)}{2w'}}{1 + \frac{1}{2w} + \frac{1}{2w'}}.$$
(56)

De manera similar, para los modos TM se obtiene la ecuación de valores propios,

$$u = \frac{m\mathbf{p}}{2} + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{n_{g}^{2}w}{n_{s}^{2}u}\right) + \frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\frac{n_{g}^{2}w'}{n_{c}^{2}u}\right),$$
(57)

$$2v\sqrt{1-b} = m\mathbf{p} + \tan^{-1}\left(\frac{n_g^2}{n_s^2}\sqrt{\frac{b}{1-b}}\right) + \tan^{-1}\left(\frac{n_g^2}{n_c^2}\sqrt{\frac{b+\mathbf{s}}{1-b}}\right).$$
(58)

#### II.1.4 Guías de onda de canal

Las guías de ondas planas que confinan la luz en una sola dirección (eje x) nos ayudaron a introducir conceptos importantes en el análisis de guías de onda. Sin embargo, la mayoría de los dispositivos en óptica integrada están basados en guías de onda de canal o angostas,

en las cuales la luz es confinada en dos dimensiones (ejes x-y). Algunas geometrías posibles de las guías de canal se muestran en la figura 5.



**Figura 5.** Diferentes tipos de guías de onda de canal: a) Canal saliente, b) canal superficial y c) canal superficial de índice graduado.

En el estudio de guías de onda plana, el análisis se realiza en términos de dos estados de polarización mutuamente ortogonales, los modos TE y los modos TM, los cuales no están presentes en las guías de canal. En las guías angostas existen dos familias de modos transversales electromagnéticas (TEM) los cuales pueden estar polarizados fuertemente en el eje x o en el eje y. Los modos donde la componente principal de campo eléctrico está polarizado en el eje x, se les conoce como modos quasi-TM por su comportamiento similar a los modos TM de una guía plana, estos modos también son conocidos como modos  $E_{pq}^{x}$ , donde p y q indican el número de nodos de  $E_x$  en el eje x y en el eje y, respectivamente. Por otro lado, cuando el componente predominante en el campo eléctrico está sobre el eje y se tienen los llamados modos quasi-TE o modos  $E_{pq}^{y}$  (Lifante, 2003).

#### II.1.4.1 Método de Marcatili

Un análisis exacto de la propagación de la luz en guías de canal no es posible por lo que en este caso se utilizan métodos numéricos. Dos ejemplos de estos son el método de Marcatili y el de índice de refracción efectivo, ambos métodos producen resultados aceptables siempre y cuando los modos analizados se encuentren lejos de las condiciones de corte cuando estos comienzan a fallar.

Partiendo de la figura 6, el método de Marcatili asume que el campo electromagnético en las zonas sombreadas es despreciable, lo que da la libertad de no tomar en cuenta las condiciones en la frontera en estas zonas. Además se hace la suposición que la diferencia entre el índice de refracción del núcleo, el sustrato y la cubierta es pequeña. De tal manera que las ecuaciones usadas en el análisis de guías de onda plana pueden ser utilizadas para dar una aproximación en el caso de las guías de onda de canal.



**Figura 6.** Nomenclatura y geometría del método Marcatili en guías de onda de canal.

En el caso de los modos  $E_{pq}^{x}$  y asumiendo que  $\mathbf{k}_{x}$  y  $\mathbf{k}_{y}$  representen las constantes de propagación en la dirección del eje x y el eje y, respectivamente. De manera parecida a la ecuación (57) se puede demostrar que la ecuación de eigenvalores para modos quasi-TM está dada por (Lizuka 2002),

$$4\mathbf{k}_{x}d - 2\tan^{-1}\left(\frac{n_{1}^{2}}{n_{3}^{2}}\frac{\mathbf{d}_{3}}{\mathbf{k}_{x}}\right) - 2\tan^{-1}\left(\frac{n_{1}^{2}}{n_{2}^{2}}\frac{\mathbf{g}_{2}}{\mathbf{k}_{x}}\right) = 2m\mathbf{p} .$$
(59)

Donde,

$$m = p - 1, \qquad p = 1, 2, 3, \dots$$
 (60)

$$\boldsymbol{k}_{x} = \sqrt{n_{1}^{2}k^{2} - \boldsymbol{b}^{2} - \boldsymbol{k}_{y}}, \qquad (61)$$

$$\boldsymbol{d}_{3} = \sqrt{\boldsymbol{b}^{2} + \boldsymbol{k}_{y} - n_{3}^{2} k^{2}}, \qquad (62)$$

$$g_2 = \sqrt{b^2 + k_y - n_2^2 k^2} .$$
 (63)

En la ecuación (60) p representa el número de máximos de intensidad en la dirección de x (por ejemplo el modo TM<sub>0</sub> tiene un solo máximo de intensidad en x).

Por otro lado, en la dirección del eje y la ecuación de eigenvalores para modos quasi-TM se expresa como,

$$4\boldsymbol{k}_{y}a - 2\tan^{-1}\left(\frac{\boldsymbol{d}_{5}}{\boldsymbol{k}_{y}}\right) - 2\tan^{-1}\left(\frac{\boldsymbol{g}_{4}}{\boldsymbol{k}_{y}}\right) = 2n\boldsymbol{p} , \qquad (64)$$

donde,

$$n = q - 1, \qquad q = 1, 2, 3, \dots$$
 (65)

$$\boldsymbol{k}_{y} = \sqrt{n_{1}^{2}k^{2} - \boldsymbol{b}^{2} - \boldsymbol{k}_{x}},$$
(66)

$$\boldsymbol{d}_{5} = \sqrt{\boldsymbol{b}^{2} + \boldsymbol{k}_{x} - n_{5}^{2} k^{2}}, \qquad (67)$$

$$\boldsymbol{g}_{4} = \sqrt{\boldsymbol{b}^{2} + \boldsymbol{k}_{x} - n_{4}^{2} k^{2}} \,. \tag{68}$$

En la ecuación (65) q representa el número de máximos de intensidad en la dirección de y. Las ecuaciones (59) y (64) no pueden ser resueltas de manera exacta, y deberán de ser resueltas por métodos numéricos.

#### II.1.4.2 Método de índice efectivo

Este método aproximado basado en el concepto de índice efectivo, definido en la ecuación (14), utiliza las técnicas desarrolladas para el análisis de guías de ondas planas para encontrar los modos de propagación en guías de onda de canal. Este método se ilustra en la figura 7, en la cual se muestra una guía de onda de canal con un perfil de índice de refracción n(x,y). En primer lugar, se resuelve la guía de onda plana I (asimétrica) de perfil de índice tipo escalón para la coordenada en x (con y tomándose como un parámetro), obteniéndose como resultado el índice de refracción efectivo dependiente de y. Posteriormente, el valor de índice efectivo calculado en I es utilizado para resolver la guía de onda plana II (simétrica) con perfil de índice escalón, donde ahora la luz es confinada en el eje y (Lifante, 2003). Esta técnica puede ser adaptada para el análisis de guías de onda con un perfil de índice de refracción graduado.



**Figura 7.** Esquema de método de índice efectivo, el problema inicial de una guía de canal en dos dimensiones es dividido en dos guías planas. (Lifante, 2003).

#### II.1.5 Implantación de iones y guías de onda de barre ra óptica

La técnica de implantación de iones es un método para la modificación de las propiedades superficiales de un material que recientemente ha cobrado popularidad. En este método los iones implantados penetran en el material unos cuantos micrómetros alterando solo las propiedades superficiales incluyendo varias propiedades ópticas como el índice de refracción, coeficiente electro-óptico, etc.

Cuando iones ligeros son implantados, estos inciden en el material con energía del orden de keV o mayores, esta energía es transferida al material implantado por excitación electrónica. Al final de la trayectoria de los iones al ser frenados y tener menor energía existen más colisiones nucleares que desplazan a los iones de la red cristalina, los cuales a su vez desplazan más iones produciendo un efecto de cascada y generando defectos en el material. La palabra defectos tiene una connotación negativa, sin embargo en algunos casos tales como la formación de guías de onda en materiales dieléctricos, estos daños en el material son deseables.

Se sabe que en algunos materiales amorfos la implantación de iones produce un aumento de índice de refracción en la zona implantada lo cual permite construir guías de onda con un perfil de índice de refracción muy parecido al de guías construidas por el
método de difusión (Flores-Romero, 2008). Más importante aún para nuestra área de interés, es que en materiales cristalinos el efecto es en general una disminución en el índice de refracción de la región implantada, la cual es el resultado de la disminución en la densidad física del cristal, causada por el daño producido durante la implantación. Esta disminución del índice de refracción produce guías de onda con un perfil de índice como el de la figura 2(c). Este tipo de guías son conocidas como guías de onda de barrera óptica.

## II.2 Láser de estado sólido

Un láser básicamente es un dispositivo amplificador de luz. La salida de un láser se caracteriza por su excelente nivel de pureza espectral, direccionalidad e intensidad (Siegman, 1986). Un láser está conformado por los siguientes tres elementos:

- *a) Material activo o medio de ganancia*. Es la fuente de la amplificación en un láser, consiste en una colección de átomos, moléculas y iones con las características apropiadas.
- b) Esquema de bombeo. Es la forma en que el material activo será excitado.
- *c) Resonador.* Para lograr la amplificación, la radiación emitida por el medio de ganancia debe de ser retroalimentada apropiadamente.

## II.2.1 Niveles de energía y transiciones radiativas

La amplificación o ganancia en un láser comienza con el material activo, por lo que una discusión sobre los principios de operación de un láser debe de empezar con la descripción de la interacción de la radiación con la materia. Una comprensión completa de esta interacción requiere de un riguroso análisis basado en la mecánica cuántica pero por simplicidad se partirá aceptando que en los sistemas atómicos, moleculares, semiconductores o cristalinos sólo pueden existir un número discreto de niveles de energía. Al cambio de un estado de energía a otro estado de energía se le denomina transición radiativa, Albert Einstein identificó tres tipos de estas transiciones: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada. Para explicar estas transiciones se supondrá un sistema atómico de dos estados de energía, se asumirá que el nivel 1 será el estado base y tendrá

una energía  $E_1$  mientras que el estado 2 representará un estado excitado de energía  $E_2 > E_1$ . La energía del fotón absorbido o emitido estará dada por la relación,

$$E = E_2 - E_1 = h \mathbf{n}_{21}, \tag{69}$$

donde *h* es la constante de Planck y  $\mathbf{n}_{21}$  es la frecuencia de la transición. En equilibrio térmico los niveles de energía inferiores estarán más densamente poblados que los niveles superiores. En principio, para que exista el efecto láser este equilibrio térmico debe de romperse de manera que sean los estados superiores los que tengan la mayor densidad de población como se verá en las siguientes secciones:

a) Absorción. Para un sistema atómico de dos niveles de energía y banda de energía  $h\mathbf{n}_{21}$  suponemos que el átomo se encuentra inicialmente en el estado base de energía  $E_1$ . Se puede llevar este átomo a un estado excitado de energía  $E_2$  mediante la aplicación de una señal electromagnética externa monocromática de frecuencia  $\mathbf{n}_{21}$ . Esta transición del nivel 1 al nivel 2 de energía es lo que se conoce como absorción de un fotón, ya que el fotón incidente es "eliminado" al estimular esta transición. Ampliando este concepto a transiciones de más de un átomo, se sabe que la población del estado 1 de energía por efecto de un campo externo decrece de acuerdo a la relación,

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12}N_1,$$
(70)

donde  $N_1$  es el número de átomos por unidad de volumen que se encuentran en el nivel de energía 1 en cierto instante y  $W_{12}$  se puede interpretar como la probabilidad por unidad de frecuencia de que la transición sea inducida por efecto de la señal aplicada.  $W_{12}$  tiene dimensiones de  $[s]^{-1}$  y está dada por,

$$W_{12} = \mathbf{s}_{12}F$$
, (71)

donde  $s_{12}$  es la llamada sección transversal de absorción y F = I/hv es el flujo de fotones del campo aplicado.

*b) Emisión espontánea*. Una vez que el átomo ha sido excitado al nivel superior de energía  $E_2$ , este átomo de manera natural tenderá a decaer hacia el estado base de energía y liberando en el proceso un fotón de energía dada por la ecuación (69). De manera similar

al caso de la absorción, ampliando este concepto a toda la población de átomos en el estado 2 de energía, se puede demostrar que este nivel decae a una razón dada por,

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2, (72)$$

donde  $N_2$  es el número de átomos por unidad de volumen que se encuentran en el nivel de energía 2 en cierto instante y  $A_{21}$  es uno de los coeficientes de Einstein el cual puede interpretarse como la probabilidad de que un átomo en el estado 2 decaiga de manera espontánea al nivel 1 de energía y está relacionado con el tiempo de vida de radiación espontánea de la forma,

$$A_{21} = \frac{1}{t_{21}}.$$
(73)

c) Emisión estimulada. Ocurre cuando a un átomo en el estado de energía 2 le es aplicado un campo electromagnético externo de frecuencia  $n_{21}$ , la transición del nivel de energía 2 al 1 será estimulada por este fotón incidente, de manera que ahora habrá dos fotones, el incidente más el emitido durante la transición. El fotón emitido tendrá la misma frecuencia, dirección, fase y polarización que el fotón incidente. El cambio de población en el nivel dos estará dado por,

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_{21}N_2,$$
(74)

donde  $W_{21}$  es la razón de la emisión estimulada y está definida como,

$$W_{21} = \mathbf{s}_{21}F,$$
 (75)

 $s_{21}$  es la llamada sección transversal de emisión estimulada, la cual se discutirá con más detalle en las siguientes secciones y *F* es el flujo de fotones del campo aplicado.

Hasta el momento se ha pensado en los niveles discretos de energía en un sistema atómico como no-degenerados, sin embargo es posible que un átomo tenga varios estados correspondientes a un mismo nivel de energía  $E_i$ , de tal forma que se definirá al parámetro  $g_i$  el cual representará el número de subniveles que un átomo puede estar en el nivel de energía  $E_i$ . Einstein demostró que éste está dado por,

$$g_2 \mathbf{s}_{21} = g_1 \mathbf{s}_{12}. \tag{76}$$

#### II.2.2 Perfil de línea

En la sección II.2.1 se tiene un campo eléctrico monocromático de frecuencia  $\mathbf{n}_{21}$  estimulando a un sistema atómico de dos niveles con una banda de energía bien definida por  $h\mathbf{n}_{21}$ . En un escenario más completo, ahora se supondrá un sistema en el que la señal electromagnética externa tendrá un ancho de banda  $d\mathbf{n}$  y donde las transiciones radiativas tendrán un ancho de línea  $\Delta \mathbf{n}$ . De tal forma que en lugar de un nivel de energía bien definido  $E_i$  se tendrá ahora una distribución de energía centrada alrededor de un valor nominal  $E_i$ , de manera que las transiciones como, por ejemplo, la emisión espontánea de un fotón podrá tener lugar del estado múltiple alrededor de  $E_i$  a cualquier parte del múltiple alrededor del estado de energía  $E_j$ .

Se define a la función  $g(\mathbf{n})d\mathbf{n}$  como la probabilidad de que la energía de emisión o absorción de un fotón esté entre  $h\mathbf{n}$  y  $h(\mathbf{n} + d\mathbf{n})$ . La probabilidad de que la frecuencia de transición esté entre 0 y 8 lógicamente debe ser igual a 1. Donde,  $g(\mathbf{n})$  es el perfil de línea atómico y es la forma (en equilibrio) del ancho de línea de las trancisiones radiativas. Este perfil es determinado por dos diferentes tipos de ensanchamiento de línea.

En el ensanchamiento homogéneo cada átomo tiene el mismo perfil de línea, es decir, cada átomo tiene la misma función de probabilidad de transición. Entre los mecanismos que contribuyen al ensanchamiento homogéneo son: ensanchamiento por tiempo de vida, ensanchamiento por colisión, ensanchamiento por vibraciones térmicas en la red. El perfil de línea producido por un ensanchamiento homogéneo tiene una forma Lorentziana de la forma (Koechner, 2006).

$$g(\mathbf{n}) = \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{2\mathbf{p}}\right) \left[ (\mathbf{n} - \mathbf{n}_0)^2 + \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{2}\right)^2 \right]^{-1},\tag{77}$$

donde  $\boldsymbol{n}_0$  es la frecuencia central y  $\Delta \boldsymbol{n}$  es el ancho a la mitad de la intensidad de la curva.

El ensanchamiento heterogéneo es causado por la respuesta total sobre una colección de átomos y no de la respuesta de un átomo individual, es decir, la señal aplicada no tendrá el mismo efecto en todos los átomos. Entre los mecanismos causantes del ensanchamiento heterogéneo son: ensanchamiento Doppler y ensanchamiento por irregularidades en el cristal. El perfil de línea por ensanchamiento de esta tipo está dado por una forma gaussiana de la forma (Koechner, 2006):

$$g(\mathbf{n}) = \frac{2}{\Delta \mathbf{n}} \left(\frac{\ln 2}{\mathbf{p}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\left(\frac{\mathbf{n} - \mathbf{n}_0}{\Delta \mathbf{n}/2}\right) \ln 2\right],\tag{78}$$

donde  $\mathbf{n}_0$  es la frecuencia central y  $\Delta \mathbf{n}$  es el ancho a la mitad de intensidad en la curva. El perfil de línea se aplica a los tres tipos de transiciones radiativas.

Tomando la contribución de cada uno de los procesos radiativos, la razón de cambio de la población en el estado de energía 2 puede expresarse como (Verdeyen, 1995),

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - \frac{\mathbf{s}_{21}(\mathbf{n}_s)I_{\mathbf{n}}}{h\mathbf{n}} \left[ N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right].$$
(79)

El término  $I_n$  representa la intensidad del campo incidente y la sección transversal de emisión estimulada estará dada por:

$$\boldsymbol{s}_{21}(\boldsymbol{n}) = A_{21} \frac{\boldsymbol{I}_0^2}{8\boldsymbol{p} n^2} g(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n}_0), \qquad (80)$$

donde  $I_0$  es la longitud de onda central de la transición y *n* es el índice de refracción del material. La ganancia en un láser será más alta en el centro de las transiciones atómicas, por lo que en un láser la emisión estimulada ocurrirá en mayor medida en el centro del perfil de línea (Koechner, 2006).

# II.2.3 Ganancia y absorción en un sistema atómico

Conjuntando lo visto hasta el momento sabemos que la radiación de salida será la suma de la emisión estimulada más la emisión espontánea menos la absorción. De estos tres procesos la emisión estimulada es la clave para la acción amplificadora de un láser, mientras que la emisión espontánea al no tener necesariamente las mismas características de fase, dirección y frecuencia que la señal incidente será una fuente de ruido en el láser.

Suponiendo una señal que viaja a través de un material es posible demostrar que la intensidad varía con la distancia de acuerdo con la siguiente fórmula (Verdeyen, 1995):

$$\frac{dI_{\mathbf{n}}}{dz} = \mathbf{s}_{21} \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) I_{\mathbf{n}} = \mathbf{g}(\mathbf{n}) I_{\mathbf{n}} .$$
(81)

El término  $g(\mathbf{n})$  en la ecuación (81) es llamado el coeficiente de ganancia. La intensidad aumentará con la distancia si el coeficiente de ganancia es positivo, por otro lado si es negativo entonces se hablará de absorción. Integrando la ecuación (81) se tienen que,

$$I_{\mathbf{n}}(z) = I_{\mathbf{n}}(0) \exp[\mathbf{g}_0(\mathbf{n})z], \qquad (82)$$

donde  $g_0(\mathbf{n})$  es la llamada ganancia de señal pequeña, la cual en principio es una señal donde la intensidad no cambia la población de los estados de energía.  $I_n(0)$  es la intensidad en la posición z=0.

# II.2.4 Inversión de población

Para que se logre la emisión estimulada es necesario que los átomos se encuentren en el nivel superior de energía del láser. Por lo que uno de los requisitos para que se alcance la amplificación láser es que se debe tener temporalmente una situación en la que el nivel superior de energía esté más poblado que el nivel inferior, esto es conocido como inversión de población.

De la mecánica estadística se sabe que para un sistema atómico de dos niveles como el que se ha estado manejando, en un estado de equilibrio térmico tendrá una población mayor en el nivel de energía base  $E_1$ .

Claramente esta situación de equilibrio debe de modificarse de alguna manera. En condiciones de equilibrio los procesos de absorción serán mayores a los de emisión, teniendo un efecto atenuador sobre la radiación de salida. Una vez que se alcance la inversión de población, la emisión será el proceso dominante. El punto en el que la población de ambos estados de energía es igual se le conoce como umbral de inversión y en

este caso la absorción y la emisión serán procesos que tendrán lugar en igual medida, durante esta situación se dice que el material será transparente a la radiación.

Para lograr la inversión de población se requiere inyectar energía al sistema, de manera que los átomos en el estado base de energía sean excitados al nivel superior láser, éste influjo de energía es el llamado bombeo y se explicará con mas detalle en la siguiente sección.

## II.2.5 Esquema de bombeo

Por simplicidad en las secciones anteriores se ha utilizado un sistema atómico de sólo dos niveles de energía en la descripción de los procesos radiativos en el medio activo del láser. Este tipo de sistema de dos niveles nos ha ayudado a introducir conceptos importantes, sin embargo no presenta una visión realista, ya que los medios de ganancia como los cristales en los láseres de estado-sólido presentan muchos niveles de energía, como se verá más adelante al describirse más a detalle los láseres de Nd:YAG.

Para ilustrar el proceso de bombeo supongamos un sistema de tres niveles como el de la figura 8. En equilibrio térmico el estado de energía base estará más densamente poblado, mediante la excitación de una señal de la frecuencia apropiada la absorción es estimulada al estado de energía 3 o banda de bombeo. Esta es llamada banda ya que en realidad puede estar compuesta de varios niveles de energía de manera que el bombeo se pueda realizar sobre cierto rango espectral (Koechner, 2006). Una vez que los iones han sido excitados a la banda de bombeo pasarán por medio de transiciones no radiativas al nivel 2, de donde finalmente al decaer al estado base emitirán un fotón. Si la intensidad de bombeo está por debajo de cierto umbral y la emisión será principalmente emisión espontánea. Con un bombeo por arriba del umbral la emisión consistirá de emisión estimulada y cierta cantidad de emisión espontánea.



Figura 8. Diagrama de estados de energía de un láser de tres niveles.

La acción láser se da en la transición 2 a 1 por lo que la inversión de población debe de darse entre estos dos niveles. Esto se asegura si la razón de transiciones del nivel 3 al nivel 2 es mucho más rápida que la razón de transiciones de 2 a 1, esto es,  $t_{32} \ll t_{21}$ . El tiempo que los iones permanecen en la banda de bombeo es tan pequeño que la población de este nivel puede ser despreciada ( $N_3 = 0$ ) y se puede decir que,

$$N_{Total} \approx N_1 + N_2 \,. \tag{83}$$

Se define la densidad de inversión de población como:

$$n_i = n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1.$$
(84)

Nótese que en vez de las poblaciones de los niveles  $N_1$  y  $N_2$  se tienen ahora las densidades de poblaciones  $n_1$  y  $n_2$ , al igual que en la ecuación (83)  $n_{Total} = n_1 + n_2$ . Se puede obtener una ecuación de razón para densidad de población,

$$\frac{dn_i}{dt} = -\mathbf{r}n_i \mathbf{fs}c - \frac{n_i + n_{Total}(\mathbf{r} - 1)}{\mathbf{t}_f} + W_p(n_{Total} - n_i), \tag{85}$$

donde f es la densidad de fotones en el resonador láser,  $W_p$  es la razón de bombeo (en

$$s^{-1}$$
),  $t_f = t_{21} y$   
 $r = 1 + \frac{g_2}{g_1}$ . (86)

Otro modelo es el de un láser de cuatro niveles como el de la figura 9, la mayoría de los láseres de estado sólido como los de Nd:YAG pueden ser modelados con un esquema de este tipo. Al igual que en un láser de tres niveles, los iones son excitados a la banda de bombeo y rápidamente por medio de transiciones no radiativas pasan al nivel 2. A diferencia del láser de tres niveles, la emisión láser no ocurre entre un estado excitado y el estado base sino entre dos estados de energía excitados (2 y 1), si sucede que  $t_{10} \ll t_{21}$ , se puede decir que la población en el nivel 1 estará relativamente vacía por lo que con un bombeo pequeño es posible alcanzar la inversión de población necesaria.



Figura 9. Diagrama de estados de energía de un láser de cuatro niveles.

Para un sistema ideal de cuatro niveles la población total estará concentrada solo en los niveles 0 y 2, y se considerará la densidad de población en el nivel láser inferior 1 despreciable, por lo que  $n_i = n_2$ . La razón de cambio del nivel láser superior estará dada por,

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2 \mathbf{f} \mathbf{s} \, c - \frac{n_2}{\mathbf{t}_f} + W_p n_0, \tag{87}$$

$$\frac{1}{t_f} = \frac{1}{t_{21}} + \frac{1}{t_{20}}.$$
(88)

Para un sistema de cuatro niveles con una cantidad mínima de potencia de bombeo se logrará la inversión de población pues para propósitos prácticos el nivel 1 estará despoblado, por lo que para láseres de cuatro niveles el bombeo umbral requerido será menor respecto a un sistema de tres niveles.

### II.2.6 Oscilación láser

Se han descrito hasta el momento dos de los tres elementos esenciales que componen un láser. Por medio de un bombeo adecuado el material activo actúa como la fuente de la emisión estimulada amplificando el haz de salida. El elemento restante para tener la oscilación láser es el resonador, el cual proveerá la retroalimentación adecuada al sistema de manera que se alcance la amplificación característica de un láser. El resonador está generalmente formado por dos espejos plano-paralelos o curveados y un medio de ganancia, en este caso los dos espejos tendrán reflectancia  $R_1$  y  $R_2$  y el material activo tendrá una longitud *L* como se ve en la figura 10.



Figura 10. Esquema de un láser sencillo.

La condición para tener oscilación láser establece que, tras un viaje redondo dentro de la cavidad láser (a través del medio de ganancia y reflejándose en cada uno de los espejos) la ganancia debe de ser mayor a las pérdidas totales. De lo anterior, se está ante el umbral de oscilación láser cuando se cumple que:

$$R_1 R_2 \exp\left[(\boldsymbol{g} - \boldsymbol{a}) 2L\right] = 1, \tag{89}$$

donde g representa la ganancia por unidad de longitud y a es el coeficiente de absorción y representa a las pérdidas dependientes de la distancia o longitud del material láser, como son la absorción y el esparcimiento.

Se considerarán ahora a las pérdidas no dependientes de la longitud  $d_M$ , como es el caso de las reflexiones de Fresnel o esparcimiento en interfaces. Podemos pensar en  $d_M$  como radiación que escapa por el espejo 2 reduciendo la reflectancia de éste, es decir  $R_2 = 1 - d_M$  (Koechner, 2006) y la condición para el umbral de oscilación umbral láser se puede expresar como,

$$2\mathbf{g}\mathbf{L} = \mathbf{d} - \ln R_1 \approx T + \mathbf{d} \,. \tag{90}$$

En la ecuación anterior,  $T = 1 - R_1$  es la transmitancia del espejo de salida y **d** son las pérdidas totales de la cavidad,

$$\boldsymbol{d} = 2\boldsymbol{a}\boldsymbol{L} + \boldsymbol{d}_M \,. \tag{91}$$

La ecuación (90) se aplica en condiciones de umbral de oscilación láser, con cada viaje de ida y vuelta dentro de la cavidad donde esta relación se cumple la intensidad dentro de la cavidad seguirá aumentando hasta cierto punto, donde se alcanzará una saturación en la ganancia en la que el bombeo ya no será capaz de sostener este crecimiento. La potencia dentro de la cavidad láser se estabilizará una vez que la ganancia neta dentro de ésta sea igual a las pérdidas. La expresión para esta ganancia de saturación estará dada por.

$$\boldsymbol{g} = \frac{\boldsymbol{g}_0}{1 + I/I_s},\tag{92}$$

donde I representa la irradiancia en el sistema,  $g_0$  es la ganancia de señal pequeña y la irradiancia de saturación  $I_s$  está dada por:

$$I_s = \frac{h\mathbf{n}}{\mathbf{s}\,\mathbf{t}_f}\,.\tag{93}$$

Un resonador oscilará cuando la distribución transversal de intensidad tras un viaje redondo dentro de la cavidad es igual a la distribución inicial. Los haces que no cumplan esta condición escaparán de la cavidad láser con cada reflexión. La estabilidad de la cavidad láser depende de los radios de curvatura de los espejos  $r_1$  y  $r_2$  además del tamaño de la cavidad D, el criterio de estabilidad esta dada por

$$0 \le g_1 \cdot g_2 \le 1, \tag{94}$$

donde  $g_1 = 1 - \frac{D}{r_1}$  y  $g_2 = 1 - \frac{D}{r_2}$ .

La radiación emitida por un láser contendrá varias longitudes de onda discretas, las cuales estarán asociadas a los modos del resonador. Los modos longitudinales del resonador están definidos por la variación del campo electromagnético a lo largo del eje de la cavidad resonante (Koechner, 2006). Es decir, que estos modos longitudinales de

oscilación serán determinados principalmente por las características del resonador y será éste el que seleccionará la longitud de onda de la emisión láser. Considerando que es un requisito que el campo electromagnético en ambos espejos sea cero (Svelto, 1998), las frecuencias de resonancia de la cavidad estarán dadas por.

$$\mathbf{n}_m = m \left(\frac{c}{2nD}\right), \qquad m = 1, 2, 3\cdots$$
(95)

y la diferencia en frecuencia entre dos modos consecutivos será:

$$\Delta \mathbf{n} = \frac{c}{2nD}.\tag{96}$$

En resumen, para el proceso de emisión láser con los elementos descritos en esta sección:

- Por medio de una señal de bombeo adecuada para el medio de ganancia se obtiene inversión de población entre dos niveles de energía donde se llevará a cabo la emisión del láser.
- Comenzando con una pequeña señal de emisión espontánea, mientras se cumpla la condición (90) de ganancia durante cada viaje de ida y vuelta del haz dentro de la cavidad, los procesos de emisión estimulada crecerán hasta que se alcance una saturación en la ganancia del medio.
- 3. El medio de ganancia por si solo no es suficiente para alcanzar las potencias de salida tan altas de un láser. Una cavidad resonante, formada por dos espejos de reflectividad y radios de curvatura adecuados, proveerá retroalimentación al sistema, al hacer que el haz dentro de la cavidad pase en repetidas ocasiones por el medio de ganancia.
- 4. Solo un cierto número de frecuencias oscilarán dentro de la cavidad resonante y dependiendo de propiedades de ésta, será la longitud de onda de emisión más intensa. De aquí la monocromaticidad del haz de salida de un láser.

# II.2.7 Láser de Nd:YAG

Existen diferentes tipos de láseres los cuales son fabricados con una amplia variedad de materiales, entre los diversos tipos de láser se tienen: láseres químicos, láseres de gas, láseres de colorantes, láseres de semiconductor, láseres de estado sólido, etc. El láser de

Nd:YAG es un tipo particular de láser de estado sólido. Antes de pasar a una explicación más detallada de los láseres de Nd:YAG, se debe de mencionar que existen algunos parámetros en común entre los diversos tipos de láser con los cuales se evalúa el desempeño de estos y los cuales se listan a continuación:

- Potencia de salida promedio.
- Potencia pico.
- Ancho de pulso.
- Ancho de línea.
- Línea de emisión.
- Potencia umbral.
- Eficiencia de conversión.

Los cristales dopados con iones de  $Nd^{3+}$  han sido ampliamente utilizados como medios de ganancia en láseres de estado sólido por su relativamente elevado tiempo de fluorescencia, ancho de línea angosto y de un estado de transición láser final lo suficientemente por encima del estado de energía base de manera que permite una operación continua (CW) a temperatura ambiente. De los diversos tipos de cristales y vidrios dopados con iones de neodimio en los que se ha estudiado la acción láser, el granate de itrio y aluminio o YAG (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) ha sido el medio huésped que ha exhibido las propiedades más favorables en cuanto a dureza, alta ganancia y un bajo umbral de operación láser CW a temperatura ambiente (Koechner, 2006). Además de estas propiedades de emisión, las propiedades mecánicas y químicas del Nd:YAG facilitan la fabricación de este tipo de láseres. Un resumen de estas propiedades se presenta en la tabla I.

La figura 11 muestra el diagrama de niveles de energía del Nd:YAG. La transición láser predominante a 1064 nm ocurre entre el nivel Stark superior del estado múltiple  ${}^{4}F_{3/2}$  (subnivel R<sub>2</sub>) y uno de los niveles del estado múltiple  ${}^{4}I_{11/2}$  (Subnivel Y<sub>3</sub>). El tiempo de vida de fluorescencia de  ${}^{4}F_{3/2}$  es aproximadamente 230 µs para una concentración de Nd de 1% (Koechner, 2006). En la figura 12 se observa el espectro de emisión del Nd:YAG para las transiciones del nivel  ${}^{4}F_{3/2}$  al nivel  ${}^{4}I_{11/2}$ .

Formula química	Nd:Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>
% peso Nd	0.725
% atómico Nd	1.0
átomos/cm <sup>3</sup> Nd	$1.38 \mathrm{x10}^{20}$
Punto de fundición	1970 °C
Dureza Knoop (Kg./mm <sup>2</sup> )	1320
Densidad	$4.56 \text{ g/cm}^3$
Modulo de elasticidad	310 Gpa
Razón de Poisson	0.30
Coeficiente de expansión termal	
Orientación [1 0 0]	$8.2 \times 10^{-6} / C$
Orientación [1 1 0]	$7.7 \times 10^{-6} / C$
Orientación [1 1 1]	7.8x10 <sup>-6</sup> /°C
Ancho de línea	120 GHz
Sección transversal de emisión estimulada	
R <sub>2</sub> - Y <sub>3</sub>	$s = 6.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
${}^{4}F_{3/2} - {}^{4}I_{11/2}$	$s = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Tiempo de vida de fluorescencia	230 µs
Longitud de onda de emisión	1.06 µm
Energía de fotón a 1.06 µm	$h? = 1.86 \times 10^{-19} \text{ J}$
Indice de refracción (a 1.06 µm)	1.82

**Tabla I.** Propiedades ópticas y físicas de cristales de Nd:YAG (Koechner, 2006).



**Figura 11.** Diagrama de niveles de energía del Nd:YAG. Transición láser principal a 1064 nm (línea sólida) y transiciones láser secundarias a 1319, 1338 y 946 nm (línea punteada) (Koechner, 2006).

El nivel láser inferior está  $2110 \text{ cm}^{-1}$  por encima del estado base y a temperatura ambiente está despoblado, por lo que este tipo de láseres se puede modelar como un láser de cuatro niveles y su umbral de bombeo se alcanza con un bombeo relativamente bajo.



**Figura 12.** Espectro de emisión del Nd:YAG del nivel 4F3/2 al nivel 4I11/2.. La transición (5) es la línea de emisión principal a 1064 nm (Koechner, 2006).

De la figura 12 se pueden observar otras transiciones de menor ganancia a la de  ${}^{4}F_{3/2}$ ?  ${}^{4}I_{11/2}$  (1064 nm) para las cuales se producen diferentes longitudes de onda láser útiles. Para la transición  ${}^{4}F_{3/2}$  ?  ${}^{4}I_{13/2}$  se tiene una longitud de onda de 1300 nm, mientras que para  ${}^{4}F_{3/2}$  ?  ${}^{4}I_{9/2}$  se tiene una longitud de onda láser de 946 nm. Estas longitudes de onda son de interés ya que por medio de doblado en frecuencia se pueden obtener haces en las regiones del rojo y azul del espectro electromagnético.

En cuanto a las transiciones de bombeo, un cambio del estado base al estado múltiple  ${}^{4}F_{5/2}$  el cual es responsable de la absorción alrededor de 808 nm, la cual será la banda utilizada en el caso de bombeo por medio de diodo láser. En la figura 13 se muestra el espectro de absorción del Nd:YAG en la región del infrarrojo cercano y se puede observar como el pico prominente se encuentra a 808 nm.



Figura 13. Espectro absorción del Nd:YAG en la región del infrarrojo cercano.

## II.3 Bombeo óptico por diodo láser

Por su tamaño, eficiencia y potencia de salida, los diodos láser son los más utilizados para el bombeo de láseres de estado sólido. En la tabla II se muestran diferentes sistemas de bombeo para algunos de los láseres de estado sólido comunes.

	Nd:YAG	Yb:YAG	Yb:Er:Glass	Cr:LISAF	Tm:Ho:YAG
Concentración	1%	6.5%		1 mol. %	6.5 %Tm
					0.36% Ho
Diodo láser de bombeo	AlGaAs	InGaAs	InGaAs	GaInP	AlGaAs
Longitud de onda diodo (nm)	808	950	980	670	785
Concentración de iones	1.38	9	10 [Yb]	0.9	8 [Tm]
activos $[10^{20} \text{ cm}^{-1}]$			1 [Er]		0.5 [Ho]
Coeficiente de absorción de	4	5	16	4.5	6
bombeo [cm <sup>-1</sup> ]					
Longitud de onda de	1.06	1.03	1.53	0.72-0.84	2.08
oscilación láser ( <b>m</b> n)	1.32, 1.34				
	0.947				

**Tabla II.** Parámetros de bombeo y longitudes de onda para algunos láseres de estado sólido (Svelto, 1998).

Existes varias opciones comerciales de diodos láser y su selección se hace en base a las necesidades especificas en cuanto a tamaño, potencia o costo del sistema. Algunos de estos tipos de diodo láser son:

- Emisor sencillo. Es el tipo más pequeño de diodo láser. El ancho del área de emisión puede variar de 50 a 200 μm y llegan a alcanzar potencias de salida de hasta 2 W. El haz de salida tiene una divergencia típica de 10°x40°.
- 2. Arreglo lineal. El área de emisión es una barra de hasta 1 cm de ancho, formada por varios emisores sencillos separados por una distancia que puede variar entre 200 μm a 1 mm. Este tipo de arreglos tienen una divergencia típica de 10°x35° y se pueden alcanzar potencias de entre 20 y 40 W en modo continuo (CW).
- **3. Arreglo bidimensional.** En este tipo de arreglo, varias barras de 1 cm son apiladas formando arreglos en dos dimensiones. Las barras deben de estar colocadas lo más cerca posible para alcanzar una intensidad máxima.

Existen dos esquemas para el bombeo por diodo láser: el bombeo transversal y el bombeo bngitudinal. A continuación se presentan ambos métodos, poniendo énfasis en el bombeo longitudinal ya que es el método utilizado en este trabajo de tesis.

#### **II.3.1 Bombeo transversal por diodo láser**

En este esquema, la señal de bombeo es inyectada al medio activo en la dirección transversal al eje del resonador, colocando varios arreglos de diodos a lo largo del material. Si se necesita una señal de bombeo de mayor potencia se aumenta el número de diodos a lo largo del medio. Existen diferentes formas para el acoplamiento de la señal de bombeo las cuales se enumeran a continuación (Koechner, 2006):

- Acoplamiento directo. Como su nombre lo implica, este método es el más sencillo y en general el más deseable. No existe mucha flexibilidad para dar forma al haz de bombeo dentro del medio de ganancia.
- Utilizando óptica de acoplamiento entre la fuente y el medio. La distribución de bombeo puede ser acondicionada por medio de lentes u otros elementos ópticos para que alcance un máximo en el centro del material, permitiendo un mejor acoplamiento con los modos del resonador.
- Acoplamiento por fibra óptica. Esta técnica es en pocas ocasiones utilizadas pues el acoplamiento de los arreglos de diodos láser a las fibras presenta demasiadas pérdidas.

Los láseres bombeados con este esquema pueden alcanzar eficiencias altas, pues presentan un buen traslape espacial entre la señal de bombeo y el volumen del modo del resonador.

## II.3.2 Bombeo longitudinal por diodo láser

Este tipo de bombeo se realiza a lo largo del eje del resonador (figura 14). El haz debe de ser enfocado a un área pequeña de unas cuantas micras ( $10 \mu m - 1 mm$ ) dependiendo de las dimensiones del medio de ganancia y el largo de este debe ser el suficiente para absorber la mayor parte de la radiación bombeada. Dada la elipticidad inherente a la salida de un diodo láser el haz debe de ser circularizado, generalmente por medio de una fibra multimodal y esta salida circular es enfocada al tamaño de mancha deseado.



**Figura 14.** Bombeo longitudinal en una cavidad resonante simple (Koechner, 2006). Donde  $w_b$  representa la cintura del haz de bombeo,  $Z_0$  la distancia de la cintura del haz de bombeo desde la entrada al medio y  $w_m$  el radio de la mancha de salida.

Uno de los parámetros importantes que influirá en el desempeño láser es el traslape espacial entre el haz de bombeo y el haz láser. Se puede definir la eficiencia de traslape espacial de haz  $h_B$  como el volumen del modo del resonador entre el volumen bombeado en el material activo, aunque generalmente se pueden realizar los cálculos utilizando las secciones transversales de los haces en lugar de los volúmenes.

En Koechner (2006) se describe el método desarrollado por N. Pavel y T. Taira (1999) en el cual se propone un método para optimizar el bombeo longitudinal. El haz de bombeo del diodo láser es acoplado a una fibra óptica, y la salida de ésta enfocada al medio de ganancia mediante óptica de acoplamiento apropiada. Suponiendo una distribución espacial normalizada del modo láser, que corresponde a un modo guiado en el láser de guía de onda, en el resonador de la forma:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{z}) = \frac{2}{\boldsymbol{p} w_m^2 L} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_m^2}\right),\tag{97}$$

donde  $w_m$  es el tamaño de mancha del haz láser (modo TEM<sub>00</sub>) el cual no cambia a lo largo de la longitud *L* del medio activo, ya que la distribución está normalizada se debe cumplir:

$$\int \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{z})d\boldsymbol{V} = 1.$$
(98)

La distribución espacial normalizada del haz de bombeo está dada por:

$$r_b(r,z) = C \exp\left(-\boldsymbol{a} \ z\right) \exp\left[-\frac{2r^2}{w_b^2(z)}\right],\tag{99}$$

donde a es el coeficiente de absorción a la longitud de onda de bombeo y la constante C se determina mediante la condición,

$$\int r_b (r, z) dV = 1.$$
<sup>(100)</sup>

El tamaño del haz de bombeo  $w_b(z)$  puede ser calculado mediante la siguiente ecuación:

$$w_b(z) = w_{b0} \left\{ 1 + \left[ \frac{M^2 \boldsymbol{I}_p}{n_0 \boldsymbol{p}} (z - z_0) \right]^2 \right\},$$
(101)

donde  $w_{b0}$  es la cintura del haz de bombeo, el cual se encuentra a una distancia  $z_0$  de la entrada del cristal láser,  $n_0$  es el índice de refracción del cristal y el parámetro  $M^2$  es una medida de la calidad del haz al indicar que tanto está alejado este de su límite de difracción.

La eficiencia  $h_B$  estará dada entonces por:

$$\boldsymbol{h}_{B} = \frac{\left[\int r_{b}(r,z)\boldsymbol{j}(r,z)dV\right]^{2}}{\int r_{b}(r,z)\boldsymbol{j}^{2}(r,z)dV},$$
(102)

mientras que la potencia umbral de bombeo normalizada será:

$$F_u = \left[\int r_b(r,z)\boldsymbol{j}(r,z)dV\right]^{-1}.$$
(103)

Las ecuaciones (102) y (103) se resuelven numéricamente y sus soluciones arrojan los valores en términos de los valores óptimos de la distancia  $z_0$  y la razón de la cintura de haz de bombeo entre el tamaño del haz láser ( $w_{b0}/w_m$ ). Mediante este análisis, N. Pavel y T. Taira concluyen que para un haz de bombeo con  $M^2=1$  (TEM<sub>00</sub>) mientras más pequeño sea éste se obtendrán mejores resultados. Mientras que para  $M^2>1$  se tendrá un valor optimo para  $w_{b0}/w_m$  el cual aumentará a medida que aumenta  $M^2$ , aunque en términos prácticos se ha encontrado que una relación  $w_{b0}/w_m$  lo mas cercana posible a uno es optima en la mayoría de los casos (Koechner, 2006).

#### II.4 Acoplamiento de luz de fibra óptica a guía de onda

En las redes de telecomunicaciones la luz transmitida por fibras ópticas debe de ser procesada conectándose a circuitos ópticos basados en guías de onda, por lo que la minimización de pérdidas de potencia en este acoplamiento es unos de los retos importantes en el campo de la óptica integrada.

Uno de los métodos de acoplamiento es a través de una fibra óptica pegada a uno de los cantos o cara de la guía. Las pérdidas al acoplar luz por medio del canto de la guía son causadas por cuatro factores (Flores-Romero, 2008):

- Pérdidas por propagación. Dependen en gran medida de los parámetros de fabricación de la guía. Las pérdidas de propagación se pueden deber a la absorción, esparcimiento, efectos no lineales, etc. El parámetro a, llamado coeficiente de absorción conjuntará este tipo de pérdidas.
- Reflexiones de Fresnel. Estas dependen del cambio de índice de refracción en las caras de la fibra óptica y la guía de onda. Se puede reducir significativamente utilizado películas antireflectoras (Najafi, 1994).
- Desacoplamiento por tamaño de modos transversales. Este es causado por la diferencia entre los modos transversales del haz incidente y los modos de la guía de onda.
- 4. Desalineación. Causada por la posición del eje del haz relativa al eje de la guía de onda. Se puede tener desalineación para cada grado de libertad: desalineación vertical (eje *x*), desalineación horizontal (eje *y*), desalineación longitudinal (eje *z*) y desalineación angular (?).

Se puede definir la eficiencia de acoplamiento  $h_A$  como el producto de las eficiencias tras considerar los tres mecanismos de pérdidas de los puntos 2, 3 y 4. Físicamente, esta eficiencia de acoplamiento se puede definir como la razón de la intensidad de la luz acoplada a la guía  $I_1$  entre la intensidad del haz incidente en la cara de entrada de la guía  $I_0$  (figura 15), es decir,

$$\boldsymbol{h}_A = \boldsymbol{h}_D \boldsymbol{h}_F \boldsymbol{h}_M = \frac{I_1}{I_0}.$$
(104)

Donde  $h_D$  es la eficiencia considerando las pérdidas de desalineación,  $h_F$  es la eficiencia tras considerar las reflexiones de Fresnel y  $h_M$  la eficiencia resultante de las pérdidas por el desacoplamiento de modos transversales.



Figura 15. Intensidades de la luz guiada durante el acoplamiento fibra-guía.

La intensidad a la salida de la guía se puede calcular mediante la siguiente expresión:

$$I_2 = I_0 \mathbf{h}_A \exp(-\mathbf{a}L) T_F. \tag{105}$$

Donde  $T_F$  es el coeficiente de transmisión después de la reflexión de Fresnel en la cara de salida de la guía.

En mediciones experimentales generalmente se conoce la intensidad de entrada  $I_0$ y la intensidad de salida  $I_2$ , con esto, se puede calcular el coeficiente de absorción mediante la expresión,

$$\boldsymbol{a} = -\frac{1}{L} \ln \left( \frac{T_G}{\boldsymbol{h}_A T_F} \right) cm^{-1}.$$
(106)

 $T_G$  es el coeficiente de transmisión de la guía dado por,

$$T_G = \frac{I_2}{I_0}.$$
 (107)

De la ecuación (104) se observa como  $h_A$  es el producto de tres eficiencias. La primera de ellas es la eficiencia por pérdidas de desalineación, la cual está dada por:

$$\boldsymbol{h}_{D} = \exp\left[-\frac{2d_{x}}{\left(\boldsymbol{w}_{0}^{2} + \boldsymbol{w}_{1}^{2}\right)}\right] \exp\left[-\frac{2d_{y}}{\left(\boldsymbol{w}_{0}^{2} + \boldsymbol{w}_{3}^{2}\right)}\right],\tag{108}$$

donde  $d_x$  y  $d_y$  representan la desalineación transversal en los ejes x e y respectivamente,  $w_0$  es la cintura del haz de la fibra y  $w_1$ ,  $w_2$  y  $w_3$  cuantifican el ancho del modo en la guía de onda como se ilustra en la figura 16.



**Figura 16.** Distribución transversal de intensidad de los modos en la guía de onda.

El cálculo de las reflexiones de Fresnel se realiza mediante la siguiente expresión (Flores, 2008):

$$R_{F} = \frac{\left(\frac{n_{f} - n_{z}}{n_{f} + n_{z}}\right)^{2} + \left(\frac{n_{g} - n_{z}}{n_{g} + n_{z}}\right)^{2} + 2\left(\frac{n_{f} - n_{z}}{n_{f} + n_{z}}\right)\left(\frac{n_{g} - n_{z}}{n_{g} + n_{z}}\right)\cos\left(\frac{4p\,n_{z}z}{l}\right)}{1 + \left(\frac{n_{f} - n_{z}}{n_{f} + n_{z}}\right)^{2}\left(\frac{n_{g} - n_{z}}{n_{g} + n_{z}}\right)^{2} + 2\left(\frac{n_{f} - n_{z}}{n_{f} + n_{z}}\right)\left(\frac{n_{g} - n_{z}}{n_{g} + n_{z}}\right)\cos\left(\frac{4p\,n_{z}z}{l}\right)}, \quad (109)$$

$$h_{F} = 1 - R_{F}, \quad (110)$$

donde  $n_f$  es el índice efectivo del modo de la fibra,  $n_g$  el índice efectivo del modo de la guía,  $n_z$  índice de refracción del espacio intermedio entre la fibra y la guía y l es la longitud de onda.

Finalmente para el cálculo de la eficiencia por desacoplamiento de modos se puede usar la siguiente aproximación (Najafi, 1994):

$$\boldsymbol{h}_{M} = \frac{\left[\sqrt{\boldsymbol{w}_{1}} \left(\frac{\boldsymbol{w}_{1}}{\boldsymbol{w}_{0}} + \frac{\boldsymbol{w}_{0}}{\boldsymbol{w}_{1}}\right)^{-\frac{1}{2}} + \sqrt{\boldsymbol{w}_{2}} \left(\frac{\boldsymbol{w}_{2}}{\boldsymbol{w}_{0}} + \frac{\boldsymbol{w}_{0}}{\boldsymbol{w}_{2}}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]^{2}}{\left(\frac{\boldsymbol{w}_{1} + \boldsymbol{w}_{2}}{2} \left(\frac{\boldsymbol{w}_{3}}{\boldsymbol{w}_{0}} + \frac{\boldsymbol{w}_{0}}{\boldsymbol{w}_{3}}\right)\right)}.$$
(111)

## II.4.1 Fibras adelgazadas y con terminación en forma de lente

La sección anterior tocó el tema del acoplamiento de luz a una guía de onda por medio de una fibra óptica. Si la fibra óptica es multimodal, el tamaño del haz de salida puede ser relativamente grande en comparación con el tamaño de la distribución modal en la guía, es deseable en estos casos enfocar la salida de la fibra. Se pueden utilizar lentes con este objetivo, otra posibilidad es por medio de adelgazamiento en la fibra y aun más la fabricación de una lente en el extremo de la fibra.

Para explicar el principio de operación de las fibras adelgazadas, consideremos una fibra óptica con perfil de índice escalón y perfil de adelgazamiento lineal como el de la figura 17.



**Figura 17.** Fibra con ángulo de adelgazamiento lineal O y longitud L.  $n_{hu}$  representa el índice de refracción en el núcleo de la fibra y  $n_{eu}$  el índice de refracción de la cubierta.

Asumiendo un haz colimado a la entrada de la fibra de radio  $\mathbf{r}_0$  igual al ancho de la fibra antes de ser adelgazada y conociendo el radio  $\mathbf{r}$  al final de la fibra y el ángulo crítico complementario  $\overline{\mathbf{q}}_c$  dado por:

$$\overline{\boldsymbol{q}}_{c} = \cos^{-1} \left( \frac{n_{cu}}{n_{nu}} \right). \tag{112}$$

Es posible determinar la longitud mínima de la sección adelgazada para la cual no hay pérdidas de potencia dentro de la guía. Mediante un análisis de óptica geométrica es posible demostrar que esta distancia mínima es (A.W. Snyder y J.D. Love, 1983),

$$L_{\min} = \frac{\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}}{\tan \Omega},\tag{113}$$

 $q_0$  representa al ángulo que un rayo meridional a la entrada hace con el eje (si se tiene un haz colimado  $q_0 = 0$ ).

Se puede realizar un análisis similar para una fibra con un perfil de adelgazamiento parabólico definido por la ecuación,

$$x^{2} = \boldsymbol{r}^{2} - \left(\boldsymbol{r}_{0}^{2} - \boldsymbol{r}^{2}\right)\left(\frac{z}{L}\right), \qquad -L \leq z \leq 0$$
(114)



**Figura 18.** Fibra con perfil de adelgazamiento parabólico iluminada por un haz colimado (A.W. Snyder y J.D. Love, 1983).

En la figura 18, un haz colimado ilumina una fibra con un radio de núcleo inicial de  $r_0$  y radio final r. Como se sabe, en la forma parabólica todos los rayos reflejados son enfocados en el punto F. Un análisis de rayos resulta en una distancia mínima a la cual toda la luz entrante es guiada dada por,

$$L_{\min} = \frac{\boldsymbol{r}_0^2 - \boldsymbol{r}^2}{2\boldsymbol{r}\tan(\boldsymbol{q}_c/2)}.$$
(115)

Donde se usó la aproximación  $dx/dz = -\tan(\mathbf{q}_c/2)$  en z = 0 (A.W. Snyder y J.D. Love, 1983).

# Materiales y métodos

**III.1 Guías de onda ópticas de canal implantadas con protones y carbono en Nd:YAG** En un cristal como el Nd:YAG los efectos que la implantación de iones tiene sobre el índice de refracción se deben al desorden en la red cristalina causado por el daño nuclear. Como se ha mencionado, una barrera óptica es producida como resultado de estos daños al final de la trayectoria de los iones (Townsend, 1994). El guiado de la luz tendrá lugar en la región entre esta barrera óptica y la superficie, ya que estará rodeada por dos medios de índice de refracción menor. Las características de esta barrera y por consiguiente el perfil de índice de refracción de la guía de onda dependerá en buena medida del tipo de sustrato, los iones implantados y otros parámetros iniciales de la implantación como el ángulo de implantación, la energía de los iones y la dosis implantada. Además de la barrera óptica los iones implantados dejarán un rastro de desorden y defectos puntuales a lo largo de su recorrido.

En las guías de onda implantadas las pérdidas por absorción se deben a la presencia de centros de color, los cuales no son más que defectos de diferentes tipos los cuales producen bandas de absorción en cristales transparentes. Con el objeto de optimizar el desempeño de la guía, estos centros de color pueden reducirse por medio de tratamientos térmicos o recocidos. A continuación se muestra un resumen de los efectos que la implantación de iones tiene en el índice de refracción en un cristal (Townsend, 1994).

- Los cambios en el índice de refracción durante la implantación generalmente son causados por el daño de colisiones nucleares. A lo largo del camino del ion se generan defectos puntuales y al final del rango de los iones defectos más complejos son formados.
- 2) Los defectos producidos pueden o no ser retenidos después de la implantación.

- La retención de los defectos es más efectiva al final del rango de los iones donde hay más desorden.
- Centros de color pueden ser activados por ionización yestos pueden provocar absorción óptica en la guía. Estos centros pueden ser eliminados con tratamiento térmico a temperaturas relativamente bajas (200 °C).
- 5) Un tratamiento térmico a temperaturas más altas (~400 °C) remueve defectos puntuales en la región de la guía pero mantiene defectos más complejos como la barrera óptica. A temperaturas aun más altas (>600 °C) defectos más complejos, incluso la barrera óptica, pueden desaparecer.

El grupo de óptica integrada del CICESE ha realizado extensos estudios en la fabricación de guías de onda tanto planas como de canal por medio de implantación de iones en cristales de Nd:YAG así como su desempeño como láser de guía de onda (Flores-Romero, 2008).

Las guías de onda de canal utilizadas en este trabajo se obtuvieron mediante la implantación de protones y iones de carbono. En el caso de los protones, aun con una alta dosis de implantación los efectos indeseables en las propiedades ópticas del cristal son relativamente bajos. Los iones de carbono causan una importante reducción en el índice de refracción aun cuando se utilizan dosis bajas.

Los canales de las guías se obtuvieron utilizando una mascarilla electroformada de una aleación de níquel-cobalto con 30 ranuras a través de los cuales los iones implantados penetran y cubren el resto del cristal de Nd:YAG de dimensiones  $10x15x1 \text{ mm}^3$ . Las dimensiones de las 30 ranuras en la mascarilla son de 14 mm de largo y se dividen en 3 conjuntos de 10 guías de anchos de ranura diferentes: 10, 15 y 20 µm. Lógicamente, este ancho en las ranuras determinará el ancho de las guías de canal.

De esta manera, se obtuvieron 60 guías de onda angosta en total, un cristal con 30 guías implantadas con protones y otro cristal con 30 guías de carbono. La implantación se llevó a cabo en el Instituto de Física de la UNAM en un acelerador de partículas peletrón 9SDH-2. En la tabla III se muestran los parámetros de implantación usados en la fabricación de las guías. Una descripción detallada de la selección de estos parámetros, así como el diseño de fabricación de la mascarilla se puede ver en la referencia (Flores, 2008).

Ion	Sustrato	Energía de implantación (MeV)	Angulo de incidencia (º)	Dosis implantada (iones/cm <sup>2</sup> )
Protones (H <sup>+</sup> )	Nd:YAG	1.0	61	$2.0 \times 10^{16}$
Carbono (C <sup>2+</sup> )	Nd:YAG	7.0	8	$5.0 \times 10^{14}$

**Tabla III.** Parámetros de implantación para fabricar las guías de onda de canal en cristales de Nd:YAG.

Mediciones con un microscopio óptico Olympus BH-2 de amplificación 100X y 400X confirman que las guía de carbono son de un ancho de ~11.0, 17.0, 21.5  $\mu$ m y profundidad de ~4.0  $\mu$ m; mientras que para las de protones de ~10.5, 15.0 y 20.5  $\mu$ m y profundidad de 4.6  $\mu$ m, los que corresponden con lo esperado por las ranuras de la mascarilla electroformada.

Los resultados completos sobre la fabricación y desempeño láser de estas guías de onda se pueden ver con gran detalle en la referencia (Flores-Romero 2008). Otros autores han investigado la fabricación de guías de onda por implantación de iones y su desempeño láser, un resumen de estos resultados se presenta en la tabla IV, en ella se puede observar como las guías de la referencia mencionada sin ningún tipo de tratamiento tienen un desempeño comparable al de otras guías obtenidas. El objetivo inicial de este trabajo de tesis es mejorar el desempeño reportado en los trabajos de Flores-Romero (2008) por medio de algún tipo de tratamiento post-implantación.

r						
Guia de		Dimensiones:	Eficiencia	Potencia umbral	Potencia máx.	
onda	Ion	profundidad, ancho, longitud	? (%)	P <sub>th</sub> (mW)	alcanzada (mW)	Ref.
Plana	$\mathrm{He}^+$	6.0 µm, 8, 10 mm	1.7	50	1	P.J. Chandler et al. (1989)
Plana	$\mathrm{He}^+$	4.0 µm, 8, 4 mm		10.5, 14.9	1	P.J. Chandler et al. (1991)
Plana	$H^+$	9.5 µm, 8, 10 mm	7	11	4	M. Domenech et al. (2003)
Plana	$C^{2+}$	4.0 µm, 8, 10 mm	9	22	4.6	M. Domenech et al. (2003)
Plana	$H^+$	9.0 µm, 8, 10 mm	18.1	50	14.2	E. Flores-Romero et al. (2004)
Plana	$H^+$	4.0 µm, 8, 10 mm	21.38	50.8	16.1	E. Flores-Romero et al. (2004)
Canal	$\mathrm{He}^+$	6.0 μm, 4-20 μm, 10 mm	29	1.6 0.54	~ 4.5	S.J. Field et al. (1991)
Canal	$H^+$	4-5 μm, 10-15-20 μm, 10 mm	5.5-16.2	3.7 - 23.8	7	E. Flores-Romero et al. (2007)

**Tabla IV.** Algunos resultados obtenidos en la fabricación de guías de onda por implantación de iones.

## III.2 Tratamiento térmico de guías de onda

Una manera en que el desempeño láser obtenido en las guías de onda sea mejorado es reduciendo las pérdidas por absorción dentro de la guía, de tal manera que se tenga una mayor potencia de salida, con base en lo discutido en la sección III.1 se sometieron ambas muestras a un proceso de tratamiento térmico con el propósito de eliminar defectos puntuales como centros de color y de esta manera reducir la cantidad de energía a la longitud de onda de emisión (?=1064 nm) que es absorbida.

Este tratamiento térmico se hizo en un horno Thermolyne Type 48000 a 400 °C por un tiempo de media hora. Esta temperatura se consideró adecuada ya que es capaz de eliminar defectos puntuales pero no así defectos complejos como la barrera óptica la cual se desea mantener. Previo al tratamiento térmico, se colocó la muestra en una cuba ultrasónica Sonicor SC-50T con el objetivo de eliminar impurezas como polvo.

## III.3 Caracterización de guías de onda de canal post- tratamiento térmico

Para la caracterización de las guías de onda se repitieron la mayoría de las pruebas con las que se midieron las propiedades de las guías angostas previo al tratamiento térmico.

Las pruebas o experimentos realizados para caracterizar las propiedades de guiado de las muestras son las siguientes:

- Microfotografías.
- Toma de imágenes de la distribución transversal de intensidad a la salida de la guía a diferentes longitudes de onda.
- Transmisión de las guías.

Se realizaron también análisis espectroscópicos para ambas muestras, dada la naturaleza destructiva de la implantación de iones es importante establecer si los espectros tanto de absorción como de luminiscencia de los iones activos en la guía se alteraron significativamente con respecto a los espectros del volumen del cristal, ya que este cambio puede tener un efecto dañino en el umbral láser. Por ejemplo, en muestras dopadas por Nd<sup>3+</sup> es posible que los espectros de emisión y absorción se ensanchen de cierta manera por la implantación de iones (Flores-Romero, 2008). Se realizaron las siguientes pruebas para

evaluar el cambio en los espectros y desempeño láser para los cristales post-tratamiento térmico.

- Espectro de absorción de las guías.
- Espectro de luminiscencia de las guías.
- Tiempo de vida de luminiscencia de las guías.
- Sección transversal de emisión.

# **III.3.1** Microfotografías

Un microscopio Olympus BH-2 con amplificación 100X fue utilizado para adquirir imágenes de las guías de onda en ambas muestras, las cuales fueron utilizadas para medir con una escala micrométrica las dimensiones de la guía además de evaluar si ocurrieron cambios físicos significativos en las guías de onda respecto a las mediciones de las guías previas al tratamiento térmico.

# **III.3.2 Imágenes de modos transversales**

Se obtuvieron imágenes de la distribución de intensidad transversal a la salida de la guía a tres longitudes de onda: ?=635 nm (láser He-Ne), ?=808 nm (longitud de onda de bombeo de diodo láser) y ?=1064 nm (longitud de onda de emisión de láser Nd:YAG). Las imágenes capturadas fueron analizadas y los modos que soportan a cada longitud de onda fueron obtenidos, además de obtenerse los tamaños de la mancha de salida con el objeto de estimar el confinamiento dentro de las guías.

El arreglo para obtener la mancha de salida de la guía a ?=635 nm se muestra en la figura 19. Acoplando la luz de un láser de He-Ne a una fibra óptica monomodal y a su vez realizando un acoplamiento de esta fibra monomodal de ~8 µm de diámetro de núcleo a la guía de onda fue posible obtener la distribución de intensidad. La salida de la guía de onda es colectada por un objetivo de microscopio de amplificación 20X. Las imágenes son adquiridas con una cámara CCD Electrim EDL-1000HR y con la ayuda de una escala micrométrica se obtuvieron los tamaños de la mancha.



**Figura 19.** Diagrama experimental para obtener distribución de intensidad de modos transversales de las guías con ?=635 nm.

Para el análisis del guiado a ?=808 nm se utilizó un arreglo muy similar al de la figura remplazando el láser de He-Ne por un diodo láser operando a 808 nm y cuya óptica de acoplamiento a las guías de onda se explica con más detalle en la sección III.8.

#### III.3.3 Transmisión de las guías de onda

Con un arreglo similar al que se obtuvieron las distribuciones de intensidad se midió la transmitancia de las guías al reemplazar la cámara CCD con un medidor universal de potencia óptica Melles Griot 13PDC001 y remplazando el láser de He-Ne por la fuente a la longitud de onda apropiada. El mismo medidor de potencia fue usado para obtener la potencia a la entrada de la fibra.

# III.3.4 Espectro de absorción

En la figura 20 se observa el espectro de absorción del Nd:YAG, esta figura presenta una visión más completa del espectro mostrado en la figura 13, en esta se muestran las bandas de absorción generadas por las transiciones radiativas que llevan los átomos del estado base a las bandas de bombeo (figura 11). En la figura 20, el pico alrededor de 870 nm es causado por la transición  ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}F_{3/2}$ . La transición alrededor de 808 nm es de gran importancia pues es la banda de absorción utilizada para el bombeo óptico por medio de diodo láser, esta banda se origina de la transición  ${}^{4}I_{9/2} \rightarrow {}^{4}F_{5/2}$ . El pico alrededor de 750 nm es causado

por la absorción del estado múltiple inmediatamente después de  ${}^{4}F_{5/2}$ . Los otros picos alrededor de 590 y 540 nm son originados por la absorción en las bandas superiores de bombeo.



**Figura 20.** Espectro de absorción del Nd:YAG de 300 a 900 nm (Koechner, 2006).

El espectro de absorción de las guías se obtuvo con un arreglo similar al usado para adquirir los modos transversales. Acoplando a las guías la luz de una lámpara de cuarzohalógeno (figura 21a) por medio de una fibra óptica monomodal y la salida de ésta es enfocada con un microscopio a un espectrómetro StellarNet Inc. EPP2000 (figura 21c). Los espectros de absorción son analizados y comparados con el espectro de absorción de un cristal de volumen de Nd:YAG obtenido con el mismo arreglo.



**Figura 21.** Arreglo experimental para obtener espectro de absorción de las guías de onda angosta: a) Fuente de luz blanca (lámpara cuarzo-halógeno), b) Monturas para acoplamiento fibra monomodal-guía de onda y c) Diagrama del arreglo para obtener el espectro de absorción de las guías implantadas y tratadas térmicas.

Se obtuvo también el espectro de absorción de los cristales implantados transversalmente con un espectrofotómetro HP 8453 UV-Visible y se compararon con los espectros obtenidos con el arreglo de la figura 21c.

## **III.3.5** Espectro de luminiscencia

En el cristal de Nd:YAG la probabilidad de transición láser más probable se tiene para el decaimiento entre los estados múltiples  ${}^{4}F_{3/2}$  (R<sub>2</sub>)  $\rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  (Y<sub>3</sub>) (figura 11). A temperatura ambiente 40% de la población  ${}^{4}F_{3/2}$  se encuentra en el nivel R<sub>2</sub>, el 60% restante se encuentra en el subnivel R<sub>1</sub>. La emisión láser ocurre cuando el subnivel R<sub>1</sub> llena al nivel R<sub>2</sub> por medio de transiciones radiativas. Del diagrama de estados de energía del Nd:YAG de la figura 11 se puede observar que existen otras posibilidades de transición láser. Del estado

múltiple  ${}^{4}F_{3/2}$  hay 14 posibles transiciones al estado múltiple  ${}^{4}I_{13/2}$ , 12 transiciones para el estado  ${}^{4}I_{11/2}$  y 10 transiciones para el estado múltiple  ${}^{4}I_{9/2}$ . Las longitudes de onda de estas transiciones así como su sección transversal de emisión se presentan en la tabla V.

	1 1	
Longitud de onda (nm)	Transición	Seccion transversal (cm <sup>2</sup> )
1064.1	${}^{4}\mathrm{F}_{3/2}(\mathrm{R}_{2}) \rightarrow {}^{4}\mathrm{I}_{11/2}(\mathrm{Y}_{3})$	2.8 x 10 <sup>-19</sup>
1338.1	${}^{4}\mathrm{F}_{3/2}(\mathrm{R}_{2}) \rightarrow {}^{4}\mathrm{I}_{13/2}(\mathrm{X}_{3})$	1.0 x 10 <sup>-19</sup>
1318.7	${}^{4}F_{3/2}(R_{2}) \rightarrow {}^{4}I_{13/2}(X_{1})$	0.95 x 10 <sup>-19</sup>
946	${}^{4}\mathrm{F}_{3/2}(\mathrm{R}_{2}) \rightarrow {}^{4}\mathrm{I}_{9/2}(\mathrm{Z}_{5})$	0.5 x 10 <sup>-19</sup>

Tabla V. Transiciones láser principales en Nd:YAG.

Se define la razón de ramificación **b** como la razón de relajación relativa de los iones a lo largo de las diferentes posibles rutas de decaimiento. Las razones de ramificación del nivel superior láser  ${}^{4}F_{3/2}$  del Nd:YAG para temperatura ambiente son (Koechner, 2006):  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{9/2}=0.30$ ,  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}=0.56$ ,  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{13/2}=0.14$  y  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2} < 0.01$ .

El arreglo de la figura 22 se utilizó para obtener el espectro de luminiscencia de las guías tras ser sometidas a tratamiento térmico. En este experimento, un láser de Ti:Zafiro bombeado por un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> sintonizado a una longitud de onda de 808 nm y potencia de 100-180 mW proporciona la señal de bombeo. El acoplamiento de la luz a la guía se realiza enfocando el haz de bombeo con un objetivo de amplificación 10X, bases microposicionadoras son utilizadas para asegurar un acoplamiento eficiente. La salida de la guía es recolectada por otro objetivo 10X, filtrada por un diafragma y finalmente capturada por un analizador de espectros ópticos HP 70951A.



**Figura 22.** Diagrama de arreglo usado para capturar el espectro de luminiscencia de las guías de onda.

Para el análisis de los espectros de luminiscencia obtenidos de las guías tratadas térmicamente se midió el ensanchamiento de las bandas de emisión de las guías con respecto al de un espectro de referencia tomado de una muestra de cristal de Nd:YAG de volumen obtenido con el mismo arreglo de la figura 22. La cuantificación de este ensanchamiento siguió el procedimiento utilizado para medir el ensanchamiento en las guías de onda sin tratamiento térmico descrito en (Flores-Romero, 2008). La medición del ancho de las bandas se realizó haciendo aproximaciones de la banda con funciones gaussianas por medio de la ecuación:

$$I(\mathbf{l}) = I_b + \sum_i \frac{A_i}{\mathbf{x}_i(\mathbf{p}/2)^{1/2}} \exp\left[-2\frac{(\mathbf{l} - \mathbf{l}_{ci})^2}{\mathbf{x}_i^2}\right],$$
(116)

donde  $I_b$  es la línea base donde se acumulan las funciones Gaussianas de la sumatoria,  $I_{ci}$  representa la longitud de onda central de la banda *i*,  $A_i$  es la amplitud de la Gaussiana correspondiente a la banda *i* y  $\mathbf{x}_i$  esta relacionado con la desviación estándar  $\mathbf{s}$  de la forma  $\mathbf{x}_i = 2\mathbf{s}_i$  y representa aproximadamente 0.849 del ancho a la mitad del pico de intensidad.

El ancho de la *i*-ésima banda se mide de acuerdo al criterio FWHM (Full Width Half Maximum) y está relacionado con  $x_i$  en la ecuación (116) mediante la relación:

$$w_{FWHMi} = (2\ln 2)^{1/2} \mathbf{x}_i.$$
(117)

La ecuación (116) se usó para determinar el ensanchamiento en el espectro de luminiscencia de las guías tratadas térmicamente respecto a las bandas en el espectro del volumen del cristal de Nd:YAG y a las bandas del espectro de las guías sin haber sido sometidas al tratamiento térmico

$$\Delta w_{gt1i} = w_{vi} - w_{gti} \,, \tag{118a}$$

$$\Delta w_{gt2i} = w_{gi} - w_{gti} \,. \tag{118b}$$

Donde  $\Delta w_{gt1i}$  representa el ensanchamiento de la *i*-ésima banda respecto al volumen del cristal y  $\Delta w_{gt2i}$  el ensanchamiento de la *i*-ésima banda respecto a las guías sin tratamiento térmico;  $w_{vi}$  es el ancho de la *i*-ésima banda en el volumen del cristal,  $w_{gi}$  representa el ancho de la *i*-ésima banda en las guías sin tratamiento térmico y por último,  $w_{gti}$  es el
ancho de la *i*-ésima banda en la guía post-tratamiento térmico. El ensanchamiento promedio de la *i*-ésima banda se calcula mediante la ecuación (Flores-Romero, 2008),

$$\overline{\Delta w_i} \pm \overline{E(\Delta w_i)} = \frac{1}{10} \sum_g \Delta w_{gti} \pm \frac{1}{10} \sum_g E(\Delta w_{gti}), \qquad (119)$$

donde g=1, 2, 3...10 para las guías de 10 µm; g=11, 12, 13...20 para las guías de 15 µm y g=21, 22, 23...30 para las guías de 20 µm.  $E(\Delta w_{gti})$  es el error en el cálculo del ensanchamiento respecto volumen del cristal y está dado por:

$$E(\Delta w_{gti}) = E(w_{vi}) + E(w_{gti}).$$
(120)

Sustituyendo  $E(w_{vi})$  por  $E(w_{gi})$  se puede calcular el error en el cálculo del ensanchamiento comparando con el espectro de luminiscencia de las guías sin tratamiento térmico.

Como en el caso de las guías sin tratamiento térmico, se cuantificó el ensanchamiento considerando los espectros de luminiscencia obtenidos de cada guía individual así como el promedio para cada grupo de guías de onda.

Para estos espectros de luminiscencia de las guías tratadas térmicamente se compararon también las intensidades relativas de los espectros de luminiscencia. De la misma manera que con los anchos de las bandas, se tomaron los espectros individuales de las guías de onda y se promediaron los espectros del mismo grupo de guías con el propósito de reducir el nivel de ruido de estos, estos espectros promedio se comparararon con los de una muestra de Nd:YAG de volumen. El procedimiento consistió en normalizar los espectros de manera que la intensidad de la banda dominante en cada región sea igual a 1 (Flores, 2008). La misma comparación se hizo para los espectros promedio de cada ancho de las guías.

#### III.3.6 Tiempo de vida de luminiscencia de las guías

Un parámetro importante en las propiedades láser del cristal es el tiempo de vida de fluorescencia el cual está relacionado con la sección transversal de emisión estimulada como se observa en las ecuaciones (73) y (80). Se tomaron mediciones del tiempo de vida

de fluorescencia de las muestras YAG7 y YAG8 y se compararon con el valor esperado de un cristal de Nd:YAG, de la tabla I t= $230 \,\mu$ s.

Un diagrama del experimento para obtener el tiempo de vida se ilustra en la figura 23. Los átomos en la guía son excitados por medio de la señal de bombeo a 808 nm del láser de Ti:Zafiro y al interrumpir el bombeo los átomos decaerán naturalmente. Por medio de un obturador a 690 Hz (ThorLabs modelo MC1000) se interrumpe periódicamente la señal de bombeo. La señal a la salida de la guía es vista en un osciloscopio (Tektronix TDS3012B) donde se podrá observar el decaimiento natural de la señal cada vez que se interrumpe el bombeo. Esta señal es de forma exponencial y se asumirá que el tiempo de vida es cuando la señal ha decaído a un nivel de 1/e.

Es importante hacer notar que la señal de bombeo no es perfectamente cuadrada ya que la interrupción del bombeo no es instantánea, tomando un tiempo finito a las aspas del obturador cubrir totalmente el haz de bombeo. Sabemos que el tiempo de vida de fluorescencia es aproximadamente 230  $\mu$ s, por lo que se debe de asegurar que el cambio en la señal del obturador sea lo más pequeña posible (~10  $\mu$ s). Este tiempo de corte se minimizó con una técnica utilizada previamente por Deb et al. (1980), en la cual se enfoca el haz de bombeo con una lente (L1) y colocando el obturador a la distancia focal, de manera que el tamaño de la mancha sea menor, con otra lente (L2) el haz se regresa a su tamaño original.



**Figura 23.** Diagrama de arreglo usado para determinar el tiempo de vida de fluorescencia de las guías de onda tratadas térmicamente.

#### III.3.7 Sección transversal de emisión estimulada

Mediante la ecuación (121) y con la ayuda de los espectros de luminiscencia obtenidos se calcula el ancho de línea de la transición (Flores-Romero, 2008).

$$g(\mathbf{n}) = \frac{\mathbf{b}}{c} \frac{\mathbf{I}^3 I(\mathbf{I})}{\int \mathbf{I} I(\mathbf{I}) d\mathbf{I}},$$
(121)

donde  $I(\mathbf{1})$  es la intensidad del espectro de luminiscencia, c es la velocidad de la luz en el espacio libre y  $\mathbf{b} = 0.56$  para la transición predominante  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  como se mencionó en la sección III.3.4. La sección transversal de emisión estimulada se obtiene al sustituir el resultado de la ecuación (121) en la ecuación (80).

## III.4 Desempeño láser

Se obtuvo el espectro de emisión de las muestras con el arreglo de la figura 24. Como fuente de bombeo se usa un láser de Ti:Zafiro en modo CW a 808 nm. Un divisor de haz es usado para enviar parte del haz a un detector para monitorear la potencia de entrada (Medidor de potencia óptica Newport 2832-C). Al igual que en el arreglo para obtener el espectro de luminiscencia, la señal de bombeo es acoplada al canto de la guía de onda por medio de un objetivo de microscopio de 10X.



**Figura 24.** Arreglo usado para obtener espectro de emisión láser de guías de onda tratadas térmicamente.

La cavidad láser es de una longitud  $L = 1 \, cm$  formada con dos espejos dieléctricos unidos a las caras del cristal por una película delgada de aceite de inmersión de microscopio de baja viscosidad que es usado para asegurar un buen contacto. El espejo de entrada fue seleccionado para tener una alta reflectancia (R~99%) a la longitud de onda de emisión láser 1064 nm y transmitancia T~60% a la longitud de onda de bombeo 808 nm, el espejo es cóncavo de radio de curvatura  $r_{c1} = -1000 \, mm$ . El espejo de salida tiene una transmitancia T~12% a 1064 nm y reflectancia R~20% a 808 nm y es de geometría plana  $(r_{c2} = \infty)$ . De la ecuación (94)  $g_1 \cdot g_2 = 0.99$  por lo que la cavidad cumple con la condición de estabilidad.

La salida de la guía es colectada por una lente esférica con películas antireflectoras en el rango de 1050 nm a 1500 nm. Se aseguró un acoplamiento eficiente colocando el micro objetivo, el cristal con las guías de onda y la lente asférica en bases microposicionadoras. Un filtro de color es usado para eliminar la luz a 808 nm del bombeo remanente que logra salir de la cavidad y un filtro espacial es usado para eliminar la luz del sustrato. Finalmente, la salida filtrada es enviada al analizador de espectros donde se espera observar la línea de emisión láser alrededor de 1064 nm originada de la transición  ${}^{4}F_{3/2}$  (R<sub>2</sub>)  $\rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  (Y<sub>3</sub>). Los espectros de emisión para ambas muestras implantadas fueron comparados con los espectros obtenidos para las guías previas al tratamiento térmico.

Se envió la salida de la cavidad láser a un detector del mismo tipo con el que se mide la potencia a la entrada del resonador para obtener la curva de eficiencia láser de nuestro sistema, en la cual se grafica la potencia de salida contra la potencia a la entrada del resonador. Esta curva nos ayudará a determinar dos de los parámetros más importantes en la evaluación del desempeño de un láser: la potencia umbral y la eficiencia. El valor de estos parámetros puede ser obtenido también mediante las siguientes ecuaciones (Lallier et al., 1991):

$$\boldsymbol{f} = \boldsymbol{h} \frac{1 - R_2}{\boldsymbol{d}} \frac{\boldsymbol{I}_b}{\boldsymbol{I}_e},\tag{122}$$

$$\boldsymbol{d} = 2\boldsymbol{a}\boldsymbol{L} - \ln(R_1 R_2), \qquad (123)$$

$$P_{th} = \frac{hc}{I_b} \frac{1}{hs_e t} \frac{d}{2} A_{eff} .$$
(124)

Donde h es la fracción de los fotones absorbidos que contribuyen a la población del nivel láser superior, d representa las pérdidas dentro de la cavidad láser,  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectancias de los espejos de entrada y salida respectivamente, L es el largo de la cavidad láser,  $l_b$  es la longitud de onda de bombeo,  $l_e$  es la longitud de onda de la emisión láser, hes la constante de Planck,  $s_e$  es la sección transversal de emisión estimulada, t es el tiempo de vida de fluorescencia y  $A_{eff}$  es el área de bombeo efectiva.

Se sabe que para un cristal de YAG dopado con 1% Nd, el coeficiente de absorción a 808 nm es ~6 cm<sup>-1</sup>. Por lo que para una muestra de cristal de 1.0 cm la absorción de la señal de bombeo es del 99.75%. La potencia absorbida por la guía puede estimarse mediante la ecuación (Flores, 2008),

$$P_{abs} = \boldsymbol{h}_{abs} \boldsymbol{h}_{ac} P_{en} \,, \tag{125}$$

donde  $P_{en}$  es la potencia incidente en el micro objetivo de entrada,  $\mathbf{h}_{abs}$  es la eficiencia de absorción de la guía de la potencia acoplada del bombeo, para propósitos prácticos se asumirá una absorción del bombeo del 100% por lo que  $\mathbf{h}_{abs} = 1$  y  $\mathbf{h}_{ac}$  es la eficiencia de acoplamiento del objetivo a la guía y está dada por,

$$\boldsymbol{h}_{ac} = \boldsymbol{h}_{obj} \boldsymbol{h}_{espejo} \boldsymbol{h}_{mod\,os}\,,\tag{126}$$

donde  $h_{obj}$  es la eficiencia del objetivo (transmisión del micro objetivo de entrada a 808 nm),  $h_{espejo}$  es la transmisión del espejo de entrada a 808 nm y  $h_{mod os}$  es la eficiencia de traslape entre los modos de la guía y del haz enfocado por el micro objetivo a 808 nm.

Las pérdidas por propagación a la longitud de onda de emisión láser  $I_e = 1064 nm$ se pueden calcular con la ayuda de las ecuaciones (122) y (123) de donde se obtiene la expresión,

$$\boldsymbol{a}_{p} = \frac{1}{2L} \left[ \boldsymbol{h} \frac{1-R_{2}}{\boldsymbol{f}} \frac{\boldsymbol{I}_{b}}{\boldsymbol{I}_{e}} + \ln(R_{1}R_{2}) \right] cm^{-1}.$$
(127)

La potencia umbral, eficiencia y pérdidas por propagación estimadas fueron comparadas a los resultados obtenidos para las guías antes del tratamiento térmico.

#### III.5. Diodo Láser

Para el bombeo a la guía de onda de Nd:YAG se utilizó un diodo láser de la marca LDX Optronics Inc. Model LDX-3210-808 cuyas características se muestran en el apéndice A De acuerdo al área de emisión de  $100x1 \ \mu m^2$  se trata de un emisor sencillo (conocido también como emisor sencillo de área ancha). Estas condiciones del área de emisión provocan que el haz de salida tenga características muy diferentes en las direcciones vertical y horizontal.

En la dirección vertical donde la altura es de 1  $\mu$ m, el haz es monomodal y está limitado por difracción, la divergencia en el campo lejano es relativamente grande (entre 25° a 40°) y tiene un perfil gaussiano. Por otro lado, en la dirección horizontal, donde el área de emisión varía de 50 a 200  $\mu$ m, el haz de salida no será monomodal consistiendo de muchos modos laterales; éste estará lejos del límite por difracción por lo que la calidad será reducida en términos de su capacidad para ser enfocado y la divergencia en el campo lejano será mucho menor (entre 5° a 10°). El hecho de que el haz diverja rápidamente en la dirección vertical y lentamente en la horizontal produce un haz elíptico como se ilustra en la figura 25.



Figura 25. Haz elíptico emitido por diodo láser de área ancha.

Además de la elipticidad del haz, las gran diferencia en divergencia entre los ejes x y y provocan otra característica problemática en la salida de un diodo láser, el llamado astigmatismo. El astigmatismo se puede ilustrar o interpretar con la ayuda de la figura 26, dada esta diferencia en la divergencia, trazando el haz de salida a su origen partiendo desde el campo lejano se tienen dos puntos de origen diferentes para el haz en los dos ejes,  $p_x$  y  $p_y$ . El astigmatismo provoca que el haz no pueda ser enfocado simultáneamente en los planos x-z y y-z, es decir, al utilizar una lente para enfocar éste haz, se tendrán dos diferentes distancias focales en los ejes x y y.



Figura 26. Puntos de origen de astigmatismo.

La calidad del haz mide la capacidad de un haz para ser enfocado, a mayor calidad más pequeña será la mancha y por consiguiente se tendrá mayor intensidad. Esta calidad puede cuantificarse con el llamado producto de parámetro de haz o BPP por sus siglas en inglés (Beam parameter product) dado por,

$$BPP = w_o \cdot 1/2\boldsymbol{q}_0 \,. \tag{128}$$

Donde  $w_0$  es la cintura del haz y  $q_0$  es la divergencia del haz en el campo lejano. Cuando se tiene un valor mínimo del BPP se habla de que el haz ha alcanzado su límite por

difracción, el parámetro  $M^2$  nos indica que tanto está alejado el haz de su límite por difracción (Loosen, 2007) y está dado por:

$$M^{2} = \frac{BPP}{1/p} = \frac{p \ w_{0} \cdot \boldsymbol{q}_{0}}{1}.$$
(129)

Dadas que las características del haz en ambos ejes son muy diferentes, estos deben de ser analizados por separado. En el eje vertical o rápido el análisis del enfocamiento puede hacerse aplicando los principios de la óptica Gaussiana. En el eje horizontal o lento un análisis sobre el enfoque se puede hacer considerando una fuente de luz incoherente de ancho igual a 100  $\mu$ m en el caso del LDX-3210-808. Es decir, en el eje lento las formulas clásicas de lentes de la óptica geométrica pueden ser utilizadas considerando un objeto de tamaño 100  $\mu$ m. A continuación se presenta este análisis para el eje rápido.

De las hojas de especificaciones vemos que la divergencia paralela (eje x) es de 10° y la divergencia perpendicular (eje y) es de 32°. Estos ángulos están medidos en base al criterio FWHM, por lo que para nuestros cálculos hay que convertir estos a ángulos en el criterio FW1/e<sup>2</sup>M. Se puede demostrar que el ángulo de divergencia FWHM esta relacionado con el criterio FW1/e<sup>2</sup>M mediante la relación: tan $q_{1/e^2} = 1.7 \tan q_{FWHM}$ .

La cintura del haz se puede calcular mediante la siguiente expresión:

$$w_0 = \frac{l}{p q_0}.$$
(130)

De las hojas de especificaciones y la ecuación (130)

$$q_{1/e^2y} = \tan^{-1} \left[ 1.7 \tan\left(\frac{32}{2}\right) \right] = 25.99^\circ,$$
  
$$w_{0y} = \frac{l}{p q_{1/e^2y}} = \frac{808 nm}{p (0.453 rad)} = 0.568 mm.$$

De tal manera que la divergencia completa  $FW1/e^2M$  es  $2 \times 25.99^\circ = 51.98^\circ$  a diferencia de los 32° dado en la hoja de especificaciones.

En aplicaciones como el bombeo longitudinal de láseres de estado sólido, para lograr un acoplamiento eficiente a la guía de onda se buscan tamaños de mancha del orden del tamaño de la guía de onda (~10  $\mu$ m,), esta tarea se dificulta por la asimetría característica de la salida de un diodo láser de área ancha.

#### III.6 Circularización del haz de un diodo láser por medio de fibra óptica

Para solucionar el problema de la salida asimétrica del diodo láser, en este trabajo de tesis se optó por circularizar el haz de salida del diodo láser acoplando ésta a una fibra óptica. Se sabe que un tramo de fibra óptica lo suficientemente más largo que la longitud de onda del diodo láser efectivamente puede mezclar el haz de manera que el haz de salida de la fibra haya perdido las características espaciales transversales del haz proveniente del láser y de hecho la forma espacial del haz de salida estará determinado solamente por la forma del extremo de salida de la fibra (Coherent technical notes, 2008). Generalmente, el núcleo de una fibra óptica es circular de tal forma que el haz de salida será circular; un perfil de intensidad gaussiano con un ángulo de divergencia igual en cada dirección radial.

La principal dificultad para esta técnica es el acoplamiento entre el diodo láser y la fibra, si hablamos de una fibra monomodal se tienen núcleos del orden de 8  $\mu$ m y de nuevo tenemos el problema original, enfocar la salida de un emisor de 100x1  $\mu$ m<sup>2</sup> a un área muy pequeña. Se evitó el uso de microlentes u otro tipo de sistemas ópticos complejos para el enfoque del haz utilizando una fibra óptica multimodal con un núcleo de 200  $\mu$ m y apertura numérica NA=0.39 (IQinc FT-200-EMT).

El acoplamiento láser diodo-fibra se realizó acercando un extremo de la fibra óptica hasta hacer contacto mecánico con el emisor del diodo láser. Se aseguró un acoplamiento optimo alineando la fibra por medio de una base microposicionadora (figura 27).



**Figura 27.** Fotografía de arreglo utilizado para acoplar la salida de un diodo láser a una fibra óptica multimodal de núcleo 200 µm.

El acoplamiento de un haz gaussiano a una fibra multimodo ha sido tratado en el trabajo de J. Niu y J. Xu (2007) en la cual se puede hacer una estimación inicial utilizando la óptica geométrica usando el siguiente procedimiento: en la ecuación (129) se define el parámetro  $M^2$ . De manera similar se puede definir  $M_F^2$  para la fibra óptica, dado por:

$$M_F^2 = \frac{p}{l} a q_a, \qquad (131)$$

donde *a* es el radio del núcleo de la fibra y  $q_a$  es el ángulo de aceptancia de la fibra. Se puede demostrar que la potencia de la luz en el campo cercano está dada por,

$$P_b = 1 - \exp\left(-\frac{2x}{M^2}\right),\tag{132}$$

donde *x* es el radio de fibra normalizado definido como,

$$x = \frac{a^2}{w_0^2}.$$
 (133)

De igual manera, la potencia de la luz aceptada por la fibra óptica en el campo lejano está dada por:

$$P_{\boldsymbol{q}} = 1 - \exp\left(-\frac{2y}{M^2}\right),\tag{134}$$

con y siendo el ángulo de aceptancia normalizado definido como:

$$y = \frac{\boldsymbol{q_a}^2}{\boldsymbol{q_0}^2}.$$
(135)

Finalmente se puede calcular la eficiencia de acoplamiento mediante la ecuación:

$$\boldsymbol{h} = P_b \cdot P_{\boldsymbol{q}} = \left[1 - \exp\left(-\frac{2M_F^2}{M^2}\right)\right]^2.$$
(136)

# III.7 Fibra óptica con punta en forma de lente

Una vez que se ha acoplado el haz del diodo láser a la fibra multimodal de 200  $\mu$ m, la salida de ésta aún necesita ser enfocada a un tamaño de mancha del orden de 10  $\mu$ m, de manera que exista un mejor acoplamiento entre los modos de la fibra y los de la guía de

onda. El enfocamiento puede realizarse por medio de lentes, sin embargo en lugar de añadir elementos ópticos adicionales al arreglo se fabricó en el extremo de salida de la fibra óptica una lente.

Para la fabricación de la lente en el extremo de la fibra se utilizó una técnica de fusión y estiramiento. La preparación previa de la fibra para la fabricación de la fibra con punta de lente consiste:

- Cortar un tramo de la fibra óptica seleccionada con pinzas especiales de corte de fibra. El tramo de fibra debe de ser lo suficientemente largo para que los extremos sean sujetados (>60 cm).
- Sumergir por una hora en acetona grado técnico la sección central (~4 cm) del tramo de fibra cortado.
- 3. Remover la cubierta de plástico en la región remojada con acetona.
- 4. Limpiar cuidadosamente la región de la fibra.

La sección de la fibra ya preparada se colocará en una empalmadora Ericsson FSU 995 FA la cual por medio de la aplicación de corriente eléctrica generará el calor necesario para derretir la fibra. Al mismo tiempo que se aplica calor, los motores posicionadores de la empalmadora estiran la fibra en direcciones opuestas hasta que el tramo de fibra original es dividido en dos y al seguir aplicando calor, la tendencia natural del vidrio será adquirir una forma curva de manera que al interrumpirse la corriente se tendrán dos secciones de fibra con un extremo en forma de lente (figura 28).



Figura 28. Fabricación de fibra-lente.

La curvatura y el adelgazamiento de la lente se pueden controlar variando la intensidad y duración de la corriente aplicada. Los parámetros óptimos fueron determinados por prueba y error considerando que debido al tamaño grande del núcleo (200  $\mu$ m) existe un límite de cuanto se puede adelgazar la fibra y por consiguiente el menor radio de curvatura que se puede obtener. Se fabricaron lentes con diferentes radios de curvatura midiéndose el tamaño de la mancha y la potencia de salida.

El arreglo utilizado para medir el perfil de intensidad de la mancha de salida se presenta en la figura 29, en el un objetivo de microscopio de amplificación 10X envía la imagen de la mancha de salida de la fibra-lente a la cámara CCD. Se colocaron la fibra y el objetivo en bases microposicionadoras y desplazando la fibra a lo largo del eje óptico se encontró la distancia focal de la microlente de manera que se capture el tamaño de mancha mínimo. Posteriormente, manteniendo la distancia entre la fibra y el objetivo se desplazó la cámara CCD, obteniéndose diferentes perfiles de salida para distintas distancias entre la fibra y la cámara CCD. Para las distribuciones de intensidad capturadas se obtuvieron y analizaron los perfiles de intensidad en los ejes x y y con el programa MATLAB.



**Figura 29.** Arreglo experimental para medir el perfil de intensidad del haz a la salida de una fibra con punta de lente. A representa la distancia entre la salida de la fibra y el objetivo; B representa la distancia entre la salida del objetivo y la cámara CCD.

Con un arreglo similar y solamente sustituyendo la cámara CCD por una esfera integradora para medir la potencia óptica a 808 nm se obtuvo la potencia a la salida de la fibra (tomando en cuenta la transmisión del objetivo).

#### III.8 Acoplamiento entre diodo láser y guía de onda de Nd:YAG

Del análisis de los perfiles a la salida de la fibra-lente se seleccionó la que produce la mancha de salida de menor tamaño de manera que exista un mejor acoplamiento modal entre la señal de bombeo y las guías de onda. El arreglo utilizado para el acoplamiento y captura de la salida de la guía de la figura 30 es muy parecido a la figura 21, como se observa la salida de la fibra-lente es acoplada a la guía de onda por medio de una alineación con bases microposicionadoras, y la salida de la guía enviada por medio de un objetivo de

amplificación 20X a una cámara CCD. El microscopio de traslación se usó para controlar el acercamiento entre la fibra-lente y la guía de onda.



**Figura 30.** Arreglo experimental para acoplar el haz de salida de la fibralente a la guía de onda y observar su salida.

La figura 30 presenta el arreglo al que se hizo en referencia en las secciones III.3.1 y III.3.2 para observar los modos transversales y la transmisión a 808 nm. Un análisis de estas imágenes se usa para determinar el tamaño de la mancha de salida y realizar una estimación del confinamiento dentro de las guías post-tratamiento térmico.

# Resultados y discusión

Uno de los objetivos principales de la tesis es la mejora de las propiedades ópticas del láser de guía angosta de Nd:YAG. Este tipo de elementos de óptica integrada han sido desarrollados por medio de implantación de iones en cristales de Nd:YAG. Pruebas iniciales indican que estos láseres de guías de onda presentan las siguientes especificaciones: eficiencias de 5.5 a 16%, potencia umbral de 3.7 a 23.8 mW y potencia máxima de salida de 7 mW.

Las guías de onda ópticas en cristales láser obtenidas por medio de la técnica de implantación de iones presentan pérdidas por absorción debido a la presencia de centros de color, los cuales son defectos de diferentes tipos originados por desordenes en la red cristalina producidos por colisiones nucleares. Los cambios en el índice de refracción son causados por el daño de las colisiones. A lo largo del camino del ion implantado se generan defectos puntuales y al final de la trayectoria del ion se forman defectos más complejos en la red, generando la barrera óptica. La guía de onda está formada en la región entre esta barrera óptica y la superficie. Por consiguiente, es de esperarse que los defectos en un cristal de Nd:YAG causados por la implantación de iones influyan en sus propiedades ópticas.

Una técnica recomendada para eliminar defectos puntuales en la red cristalina y afectar lo menos posible la barrera óptica es por medio de un tratamiento térmico a 400 °C y de 30 minutos de duración. Esta temperatura fue seleccionada debido a que tiene el potencial de remover los defectos puntuales en la región de la guía, pero mantiene los defectos más complejos que forman la barrera óptica.

En este capítulo se presentan los resultados de las pruebas realizadas a las guías de onda de las muestras YAG7 y YAG8 tras haberse tratado térmicamente. Los experimentos se realizaron para una muestra representativa de cada grupo de guías identificado en la Tabla VI y los resultados reflejan un promedio de los datos obtenidos para las guías dentro del grupo dado.

Id. grupo	Muestra	Ion implantado	Ancho (µm)
А	YAG7	Carbono	10
В	YAG7	Carbono	15
С	YAG7	Carbono	20
D	YAG8	Protones	10
Е	YAG8	Protones	15
F	YAG8	Protones	20

Tabla VI. Identificación de grupos de guías.

#### IV.1 Desempeño láser

En el trabajo de tesis doctoral de Flores-Romero (2008) se realizaron extensivos estudios del desempeño láser de las guías de onda angostas fabricadas por implantación de carbono y protones. Como se ha mencionado, uno de los propósitos de esta tesis es mejorar el desempeño láser encontrado por medio de tratamiento térmico a las muestras. Por tal motivo, tras aplicar el recocido a los cristales implantados las primeras pruebas experimentales fueron dirigidas a caracterizar la emisión láser a 1064 nm a la salida de las guías de onda.

El arreglo de la figura 24 fue utilizado para observar la emisión láser producida por la guías de onda y como un ejemplo de lo que se espera a la salida de la cavidad láser el espectro de emisión láser típico para las guías de onda de 15  $\mu$ m implantadas por protones previas al tratamiento térmico se muestra en la figura 31 con la línea de emisión a 1064.1 nm. En algunos casos, fue posible observar una segunda línea de emisión a 1061.4 nm, figura 31(b), (Flores-Romero et al., 2007)



**Figura 31.** Espectro de emisión láser típico para una guía de 15  $\mu$ m. a) Línea de emisión a 1064 nm. b) Dos líneas de emisión a 1061.4 y 1064.1 nm (Flores et al., 2007).

En la tabla IV se muestran la eficiencia, potencia umbral y potencia pico obtenidas para las guías de onda sin tratamiento térmico. Después del tratamiento las guías de onda no exhibieron el comportamiento esperado, sólo observándose el espectro de luminiscencia y no presentándose la emisión láser esperada, tal como si la guía de onda no existiera.

Una serie de experimentos encaminados a evaluar las características, tanto pasivas como activas, de las guías de onda en ambas muestras fueron realizados con el objetivo de encontrar las posibles causas de esta falla en el funcionamiento de nuestro sistema, los cuales se presentarán en las siguientes secciones.

#### IV.2 Microfotografías de las guías de onda con tratamiento térmico

En la figura 32 se presentan las imágenes adquiridas para las muestra YAG7 tras haber sido sometidas a tratamiento térmico como se explica en la sección III.3.1. Obsérvese que el guiado de la luz acoplada por el sistema de iluminación del microscopio permanece después del tratamiento. Comparando la figura 32 con una fotografía como la figura 33 donde se ven guías de 20 µm de la muestra YAG7 previas al tratamiento térmico, en la primera, la barrera no es fácilmente distinguible a simple vista como lo es para la figura 33. La figura 34 presenta las microfotografías para la muestra YAG8 con tratamiento térmico y al igual que en el caso anterior se presenta una fotografía representativa de las guías sin tratamiento térmico (figura 35) donde la barrera óptica es un poco más apreciable que en las guías tratadas.



**Figura 32.** Microfotografías de canto del sustrato de la muestra YAG7 después del tratamiento térmico. Las flechas indican el punto donde se logra observar el guiado de la luz.



**Figura 33.** Microfotografía de canto de guías de  $20 \ \mu m$  YAG7 antes del tratamiento térmico. Las flechas indican la posición de las barreras ópticas.



**Figura 34.** Microfotografías de canto del sustrato de la muestra YAG8 después del tratamiento térmico. Las flechas indican el punto donde se logra observar el guiado de la luz.



**Figura 35.** Microfotografía de canto de guías de 20 µm YAG8 antes del tratamiento térmico. Las flechas indican la posición de las barreras ópticas.

Por medio de microscopia óptica y usando una escala dimensional de referencia se midieron las dimensiones de las guías. En la tabla VII se muestran los resultados donde se presenta el ancho promedio del grupo de guías correspondientes, se presentan también las dimensiones esperadas por la configuración de la mascarilla de implantación y las mediciones del ancho promedio obtenidas para las muestras sin tratamiento térmico en los trabajos de Flores-Romero (2008). Como se puede observar, el ancho aumenta respecto a las muestras originales indicando una potencial contribución de esta variable al confinamiento de la luz en las guías tratadas.

Grupo	Ancho esperado (µm)	Ancho medido sin t.t. (μm)	Ancho medido con t.t. (μm)
А	10	11.7	14.7
В	15	16.9	18.1
С	20	21.6	22.2
D	10	10.5	11.9
Е	15	14.9	16.3
F	20	20.4	21.1

**Tabla VII.** Dimensiones nominales y medidas de guías de onda sin y con tratamiento térmico.

#### IV.3 Modos transversales a 635 nm

La distribución de intensidad de los modos de propagación a la salida de las guías de onda fue obtenida por medio del acoplamiento fibra-guía de onda a una longitud de onda de 635 nm, usando el arreglo experimental mostrado en la Figura 19. Se capturaron imágenes de la distribución transversal de energía de salida de las guías y en la figura 36 se muestran algunas de las imágenes típicas obtenidas para las guías de cada grupo. Se observa que en las guías de ancho de 10  $\mu$ m para ambas muestras (YAG7 y YAG8) sólo se presenta el modo fundamental TEM<sub>00</sub>, a diferencia de las guías sin tratamiento térmico donde la guía soporta los modos TEM<sub>00</sub> y TEM<sub>10</sub> (Flores-Romero et al., 2007). De igual manera las guías de ancho 15  $\mu$ m soportan un modo menos de propagación al de las guías sin tratamiento térmico, solo obteniéndose imágenes para los modos TEM<sub>00</sub> y TEM<sub>10</sub>. Las guías de 20  $\mu$ m en ambos casos soportan los mismos tres modos de propagación observados para las guías de onda antes del tratamiento térmico.



**Figura 36.** Modos transversales de la salida a 635 nm de las guías de onda tratadas térmicamente.

En la tabla VIII se muestran los tamaños de la cintura del haz de salida de acuerdo a la figura 16 (suponiendo  $?_1 = ?_2$ ) y se presentan los resultados obtenidos sin tratamiento térmico como referencia (Flores-Romero, 2008). Inmediatamente se observa un considerable aumento en las dimensiones medidas para la cintura en la dirección del eje y (? 1) para las guías con tratamiento térmico. Se presenta también el aumento del ancho 2? 3 medido respecto a los anchos esperados de acuerdo a la mascarilla electroformada (10, 15 y 20 µm) y la profundidad 2? 1 medida respecto a la profundidad de la barrera esperada (5 µm).

	Guías sin	tratamiento	Guías con tratamiento		Variación ancho con t.t. respecto a sin t.t.	
Grupo de guías	2? <sub>3</sub> (µm)	$2?_{1}(\mu m)$	2? $_{3}(\mu m)$	2? $_{1}(\mu m)$	? <sub>3tt</sub> /? <sub>3</sub> (%)	$?_{1tt}/?_{1}(\%)$
А	11.9	3.0	11.5	8.4	-3.4	180.0
В	14.8	2.6	16.1	11.2	8.8	330.8
С	17.9	2.5	21.8	11.9	21.8	376.0
D	9.7	2.6	13.2	9.7	36.1	273.1
E	13.2	2.5	17.7	12.1	34.1	384.0
F	16.5	2.7	19.9	12.9	20.6	377.8
				Promedio:	19.7	320.3

**Tabla VIII.** Tamaños promedio de la mancha de salida para los grupos de guías de onda a 635 nm.

Se puede calcular la potencia dentro y fuera de las guías y por consiguiente el factor de confinamiento de la luz dentro del núcleo de la guía, ecuación (56). Las imágenes capturadas nos dan el perfil de intensidad de la cual la potencia puede ser obtenida mediante la relación,

$$P = \int I dA \,. \tag{137}$$

Donde P es la potencia, I la intensidad y dA un elemento diferencial de una superficie cerrada que contiene a la fuente de luz. De tal manera que la potencia total se puede aproximar integrando numéricamente el área total ocupada por la mancha de salida del perfil de intensidad capturado, mientras que para calcular la potencia dentro del núcleo de la guía de onda se evalúa la integral numérica de la misma distribución de intensidad para un área correspondiente al tamaño del núcleo de la guía. Gráficamente, se puede interpretar

la integración numérica como el volumen bajo la curva de la distribución de intensidad de la figura 37.



Figura 37. Perfil de intensidad a 635 nm de una guía de 10 µm YAG7.

En la tabla IX se muestran los factores de confinamiento para las guías de onda sin y con tratamiento térmico a 635 nm, de la cual se observa una ligera disminución en esta cantidad tras el recocido de las muestras. En esta tabla  $P_G$  representa la potencia dentro de la guía de onda y  $P_T$  la potencia total medida antes de entrar a la guía de onda.

	Confinamiento $P_G/P_T$ (%)	Confinamiento $P_G/P_T$ (%)
Grupo de guia	sin tratamiento termico	con tratamiento termico
А	94.34%	72.09%
В	97.86%	89.70%
С	94.42%	89.63%
D	91.74%	80.39%
Е	95.72%	93.49%
F	95.74%	94.36%

**Tabla IX.** Factor de confinamiento con ?=635 nm para grupos de guías sin tratamiento térmico y con tratamiento térmico.

# IV.4 Modos trans versales a 808 nm

Para la obtención de la distribución transversal de intensidad a 808 nm se utiliza el arreglo experimental de la figura 30, en el cual la salida de un diodo láser es acoplada a la guía de onda por medio de una fibra óptica multimodal de nícleo de 200 µm con su extremo de

salida modificado en forma de una lente de manera que la salida de ésta sea enfocada a un tamaño del orden de las dimensiones de las guías angostas manejadas. Este proceso de acoplamiento y las características de la fibra óptica con punta de lente se describen en la sección IV.14. A 808 nm se encuentra una de las líneas de absorción más prominente en los cristales de Nd:YAG por lo que es usada como la longitud de onda de la señal de bombeo para este tipo de láseres, se debe de aplicar una potencia de entrada a la guía relativamente grande para que la salida pueda ser apreciada, en nuestro caso, la salida de la fibra-lente tiene una potencia de ~100 mW.

En la figura 38 se muestran las distribuciones de intensidad transversal de salida obtenidas para una muestra representativa de cada uno de los grupo de guías de onda. A diferencia del caso a 635 nm, a 808 nm solo se logró observar el modo fundamental  $TEM_{00}$  para todos los grupos de guías. Esto se puede asociar a un decremento en el índice de refracción de la guía, mayores dimensiones y una mayor longitud de onda; alcanzando el régimen monomodal a esta longitud de onda.



**Figura 38.** Imágenes de la distribución de intensidad transversal a la salida de una guía de onda tratada térmicamente a 808 nm.

En la tabla X se presenta un promedio de los tamaños de la mancha de salida obtenidos para cada grupo de guías de onda así como el aumento de estos respecto a los valores típicos esperados. Como se puede apreciar, el tamaño del haz a la salida de la guías ha aumentado considerablemente respecto a las dimensiones obtenidas a una longitud de onda de 635 nm.

		Aumento		Aumento
Grupo de guia	2? <sub>3</sub> (µm)	? 3 (%)	$2?_{1}(\mu m)$	?1(%)
Α	24.7	147.00	17.5	250
В	20.2	34.67	14.4	188
C	20.1	0.50	15.4	208
D	19.8	98.00	18.3	266
Е	23.9	59.33	17.4	248
F	27.9	39.50	20.3	306
	Promedio:	63.17		244.33

**Tabla X.** Tamaños promedio de la mancha de salida para los grupos de guías de onda a 808 nm.

Se puede suponer de la gran diferencia entre los anchos de la guía de onda y los tamaños de salida de la tabla X que un gran porcentaje de la luz escapa del núcleo de la guía, indicando poco confinamiento de las guías de onda con tratamiento térmico. En la Tabla XI se muestran los factores de confinamiento para cada uno de los grupos de guías de onda donde se confirma que un gran porcentaje de la luz a 808 nm no está siendo guiada dentro del núcleo de las guías angostas.

**Tabla XI.** Confinamiento de luz promedio para los diferentes grupos de guías de onda a 808 nm.

Grupo	Confinamiento P <sub>G</sub> /P <sub>T</sub>
А	24.16%
В	32.92%
С	38.92%
D	23.02%
Е	35.89%
F	43.51%
<b>Promedio:</b>	33.07%

#### **IV.5 Modos transversales 1064 nm**

Se obtuvo la distribución de intensidad a la salida de las guías a 1064 nm con un arreglo muy similar al de la figura 19, usado para obtener los modos a 635 nm, solamente sustituyendo el láser de He-Ne por un láser de Nd:YAG operando a 1064 nm. La figura 39 presenta una distribución representativa de cada grupo de guías. En esta se observa como una gran parte de la luz escapa por el sustrato a diferencia de las figura 36 y 37, indicando un confinamiento aun más pobre que en los casos anteriores, para las guías de ancho 10  $\mu$ m de los grupos A y D la salida de la guía no es lo suficientemente perceptible para determinar su tamaño. En la tabla XII se presentan los tamaños de la salida promedio para los diferentes grupos de guías.



**Figura 39.** Imágenes de la distribución de intensidad transversal a la salida de una guía de onda tratada térmicamente a 1064 nm.

Grupo de guia	2? <sub>3</sub> (µm)	Aumento ? 3 (%)	2? <sub>1</sub> (µm)	Aumento ? 1 (%)
А	-	-	-	-
В	40.0	166.67	29.2	484
С	37.5	87.50	27.5	450
D	-	-	-	-
Е	28.3	88.67	20.8	316
F	29.2	46.00	20.8	316
	Promedio:	97.21		391.50

**Tabla XII.** Tamaños promedio de la mancha de salida para los grupos de guías de onda a 1064 nm.

En la tabla XIII se muestran los factores de confinamiento de las guías para luz a 1064 nm. Claramente se puede ver como solo una mínima parte de la luz es guiada dentro del núcleo.

Grupo	Confinamiento P <sub>G</sub> /P <sub>T</sub>
А	-
В	4.60%
С	3.23%
D	-
Е	5.64%
F	7.31%
Promedio:	5.20%

**Tabla XIII.** Confinamiento de luz promedio para los diferentes grupos de guías de onda a 1064 nm.

En la figura 40 se conjuntan los resultados del factor de confinamiento obtenidos para las tres longitudes de onda evaluadas. De esta figura y el considerable aumento en el ancho de la distribución de salida de las guías se ve claramente la severa disminución en la calidad del guiado para las dos longitudes de onda fundamentales, 808 nm de la señal de bombeo y 1064 nm de la emisión láser. Para 808 nm, la gran mayoría de la luz que viaja fuera del núcleo de la guía no será aprovechada en el bombeo de los iones activos del material activo. Adicionalmente, un gran porcentaje de la señal a la longitud de onda láser, que es emitida a 1064 nm, no permanece dentro del núcleo, reduciendo aun más el desempeño de nuestro sistema.



Figura 40. Factores de confinamiento para tres longitudes de onda evaluadas.

En la sección II.3.2 se hizo mención a como una buena eficiencia de traslape espectral entra la señal de bombeo y el haz láser se alcanza cuando la cintura promedio del haz de bombeo es de un tamaño lo mas parecida posible al tamaño del modo dentro de la cavidad láser, lo que se busca alcanzar con las lentillas fabricadas en el extremo de la fibra, como se vera con mas detalle en la sección IV.14. Por lo que este factor no se considera como el responsable de la severa disminución en el confinamiento de luz dentro de las guías de onda.

# IV.6 Simulación de modos guiados y propagación en las guías de onda sin y con tratamiento térmico.

Se puede argumentar que el aumento en el tamaño de mancha de salida y disminución de confinamiento de luz dentro de las guías de onda son causados por una "degradación" de la barrera óptica tras el tratamiento térmico, es decir, la altura ?n de ésta se ve disminuida además de que su ancho aumenta, se supondrá que la profundidad de la barrera se mantiene sin cambio a ~5 µm. La altura ?n de la barrera representa el decremento máximo en el índice de refracción respecto al sustrato. El programa computacional "Ion Implanted Waveguides" de G. Lifante, el cual es usado para analizar guías de ondas plana con perfil de índice de refracción de barrera óptica, nos puede dar una idea del efecto que la disminución del índice de refracción tiene sobre los modos guiados dentro de la guía de onda.

En primer lugar, se presenta la distribución de índice de refracción para una guía plana sin tratamiento térmico, previamente caracterizada en (Flores-Romero et al., 2004), los datos de fabricación de esta guía tal como se presentan en el artículo son: energía de implantación de 1.00 MeV, ángulo de 60° y dosis de  $2x10^{16}$  iones/cm<sup>2</sup>; de esta referencia también se sabe que  $\Delta n = 0.27\%$ . En la figura 41(a) se observan los datos del perfil de índice de refracción para esta muestra sin tratamiento térmico. La figura 41(b) muestra los índices efectivos calculados por el programa además del perfil del campo de los modos fundamentales a 635 nm, 808 nm y 1064 nm. Como se ve a las tres longitudes de onda, para el modo fundamental la luz se encuentra confinada dentro de la zona de la guía de onda.





**Figura 41.** Cálculo de perfil de intensidad e índices efectivos con el programa "Ion Implanted Waveguides" para muestra 4 en (Flores, 2003). (a) Especificaciones de barrera óptica con  $\Delta n = 0.27\%$ . (b) Índices efectivos calculados y distribución de intensidad (normalizada) del modo 0 a 635, 808 y 1064 nm.

La propagación en las guías fue analizada con el software OptiBPM de Optiwave, el cual utiliza el método de propagación de haz o BPM (de las siglas en inglés Beam Propagation Method) para analizar la propagación dentro de una guía de onda con un perfil de índice de refracción y campo a la entrada de la guía conocidos. En la figura 42(a) se presenta un perfil de índice de refracción de barrera óptica sin tratamiento térmico con  $\Delta n = 0.27\%$  para una guía de onda de canal; en la figura 42(b) se observan las distribuciones de intensidad a una distancia de 1 cm, la cual es la longitud de los cristales de Nd:YAG con la que se ha trabajado.



**Figura 42.** Simulación de propagación en guías de onda sin tratamiento térmico (barrera no degradada  $\Delta n = 0.27\%$ ) en OptiBPM. (a) Barrera óptica. (b) Distribuciones de intensidad de salida (distancia de 1 cm).

En la figura 43 se muestran los resultados para una barrera disminuida con  $\Delta n = 0.027\%$ , este perfil de índice no esta basado en mediciones experimentales sino que fue seleccionado para propósitos de la simulación ya que como se ve de la figura, con ésta altura a 808 nm y 1064 nm, la luz comienza a escapar de la guía de onda, como se observó de los resultados experimentales para el confinamiento en las guías de onda a estas longitudes de onda.



**Figura 43.** Cálculo de perfil de intensidad e índices efectivos con el programa "Ion Implanted Waveguides" para guía de onda plana con barrera óptica degradada por recocido ( $\Delta n = 0.027\%$ ). (a) Especificaciones de barrera óptica. (b) Índices efectivos calculados y distribución de intensidad (normalizada) del modo 0 a 635, 808 y 1064 nm.

En la figura 44(b) se observan los resultados de la simulación en OptiBPM para un perfil de barrera "disminuida" con tratamiento térmico, como la mostrada en 44(a) a una distancia de 1 cm.





*b*)

**Figura 44.** Simulación de propagación en guías de onda con tratamiento térmico (barrera degradada  $\Delta n = 0.027\%$ ) en OptiBPM. (a) Barrera óptica. (b) Distribuciones de intensidad de salida a una distancia de 1 cm.

En la tabla XIV se presentan los tamaños de la mancha de salida (FWHM) presentadas en las figuras 42(b) y 44(b).

	0				
	635 nm				
	Sin trata	miento	con trata	miento	
Guía	Ancho (µm)	Alto (µm)	Ancho (µm)	Alto (µm)	
10 µm	7.7	2.7	9.8	4.2	
15 µm	13.5	3.6	12.0	5.3	
20 µm	16.4	3.6	15.0	5.1	

**Tabla XIV.** Tamaños de mancha de salida obtenidos con simulación de propagación en las guías de onda.

	808 nm				
	Sin tratamiento con tratamien				
Guía	Ancho (µm)	Alto (µm)	Ancho (µm)	Alto (µm)	
10 µm	8.5	3.0	15.3	-	
15 µm	14.8	3.8	17.0	-	
20 µm	17.5	3.8	19.3	_	

	1064 nm				
	Sin tratamiento con tratamiento				
Guía	Ancho (µm)	Alto (µm)	Ancho (µm)	Alto (µm)	
10 µm	11.3	3.1	22.2	-	
15 µm	17.6	3.4	22.0	-	
20 µm	18.6	3.8	32.2	-	

Se puede observar de la figura 41 para el caso sin tratamiento térmico, que un gran porcentaje de la intensidad de la luz se encuentra a una profundidad menor a la de la barrera óptica (región de la guía de onda) para las tres longitudes de onda: 635 nm, 808 nm y 1064 nm. Por otro lado, es evidente de la figura 43 que tras disminuir la altura de la barrera, como se supone sucede tras el proceso de recocido, a 808 nm y en especial a 1064 nm la luz comienza a fugarse de de la región de la guía de onda.

Del análisis de propagación con el software OptiBPMm se observa de las figuras 42(b) y 44(b) que sin tratamiento térmico la guía es capaz de soportar al menos el modo

fundamental para las longitudes de onda: 635 nm, 808 nm y 1064 nm. Para ?=635 nm las dimensiones de las mancha del haz de salida (tabla XIV) son del orden de los valores encontrados antes del tratamiento térmico (tabla VIII), mientras que a 808 nm y 1064 nm no existen datos experimentales previos al recocido.

Para una guía con su barrera óptica disminuida, por el tratamiento térmico, los resultados de la simulación arrojan que a 808 nm y 1064 nm, todas las guías de onda comienzan a perder su capacidad de guiado de manera similar a como se observa en los resultados experimentales. Una comparación entre las dimensiones de las manchas de salida de la simulación y las experimentales en éste caso no es apropiada, ya que como se ha mencionado, el perfil de índice de refracción de la simulación no está basada en mediciones del perfil de índice de las muestras experimentales y es sólo utilizada para ilustrar el efecto de la disminución de la barrera óptica en la distribución de salida de las guías. Aun así, se puede ver que esta degradación de la barrera óptica, la cual se ha mencionado puede ocurrir tras el recocido, es responsable de una perdida en las propiedades de guiado de las muestras.

## IV.7 Transmitancia de las guías de onda

La transmisión de las guías de onda fue medida con el arreglo experimental descrito en la sección III.3.2. Estas pruebas se realizaron a la longitud de onda de bombeo  $I_b = 808$  nm y la longitud de onda de emisión láser  $I_e = 1064$  nm. El conocer estos valores nos ayudará a determinar las pérdidas de propagación en las guías, como se vera en la sección IV.8.

En la figura 45 se muestra la transmitancia promedio de cada uno de los grupos de guías a la longitud de onda de bombeo  $I_b = 808$  nm. Como es de esperarse, la mayor parte de la luz a 808 nm es absorbida (figura 13).



**Figura 45.** Transmitancia promedio de los grupos de guías a la longitud de onda de bombeo  $I_b = 808$  nm.

De manera similar, se estimó también la transmitancia promedio de los grupos de guías a la longitud de onda de emisión láser del Nd:YAG  $I_e = 1064$  nm (a excepción de las guías de ancho de 10 µm). Estos resultados se presentan en la figura 46, de esta inmediatamente se puede observar como gran parte de luz a esta longitud de onda se pierde.



**Figura 46.** Transmitancia promedio de los grupos de guías a la longitud de onda de emisión láser  $I_e = 1064$  nm.

En la figura 45 la baja transmitancia de la luz a 808 nm es de esperarse, ya que como se ha visto a esta longitud de onda existe una marcada banda de absorción haciendo que la mayor parte de la señal de bombeo que entra a las guías de onda no salga de ésta, como se vera en la sección IV.8.

Por otro lado a 1064 nm, el bajo porcentaje de la luz que es transmitida confirma los resultados encontrados hasta el momento en los cuales a la longitud de onda láser, las guías de onda no soportan o guían esta señal. Un elemento más que refuerza la hipótesis de que en este caso, el tratamiento térmico tuvo un efecto negativo en las muestras implantadas.
#### IV.8 Pérdidas en las guías

Se calculó el coeficiente de absorción de cada uno de los grupos de guías de onda a la longitud de onda de bombeo  $I_b = 808$  nm con la ayuda de la ecuación (106) y los resultados de la transmisión de las guías de onda de la sección IV.5. Los valores obtenidos de estos coeficientes, además de las eficiencias de acoplamiento estimadas se presentan en la tabla XV donde se puede observar que concuerdan con el coeficiente típico de absorción para una muestra de Nd:YAG 1.0% a 808 nm que es ~6 cm<sup>-1</sup> (Flores-Romero et al., 2007).

Grupo de guias	? <sub>ac</sub> (%)	$a_p$ (cm <sup>-1</sup> )	a <sub>p</sub> (dB/cm)
А	78.71%	5.745	24.95
В	90.30%	5.492	23.85
С	89.67%	5.298	23.01
D	86.41%	5.448	23.66
E	80.29%	5.290	22.97
F	69.36%	5.117	22.22

**Tabla XV.** Pérdidas por propagación promedio a 808 nm en los diferentes grupos de guías onda.

Para  $I_e = 1064$  nm la tabla XVI presenta las pérdidas por propagación y la transmisión correspondiente de las guías tratadas térmicamente. Estos valores son muy superiores al coeficiente de absorción típico de un cristal de volumen de Nd:YAG a 1064 nm igual a 0.003 cm<sup>-1</sup> o 0.013 dB/cm.

Podemos pensar en dos posibles causas por las cuales se obtuvieron resultados en los que no se observa una señal de salida de la guía a 1064 nm: 1) Las propiedades espectroscópicas de las muestras tras la aplicación de calor cambiaron. 2) Como se ha supuesto hasta el momento, la guía de onda, particularmente la barrera óptica se ha degradado hasta el punto que ésta no es capaz de soportar el guiado de la luz a 1064 nm. Y por lo tanto, se espera que las pérdidas por propagación sean altas.

Grupo de guias	Transmisión T <sub>G</sub> (%)	$a_p (cm^{-1})$	a <sub>p</sub> (dB/cm)
А	-		
В	1.4043	3.34	14.53
С	1.8085	3.18	13.82
D	-		
Е	1.9362	3.47	15.07
F	1.8936	3.47	15.07

**Tabla XVI.** Pérdidas por propagación promedio a 1064 nm en los diferentes grupos de guías onda.

## **IV.9 Espectro de absorción**

Al final de la sección anterior se hizo referencia a la posibilidad de que los resultados negativos observados a la longitud de onda láser sean producto de una modificación en los espectros de absorción y emisión de las muestras.

Se realizaron una serie de pruebas espectroscópicas con el objetivo de determinar si ocurrieron cambios significativos en los espectros de las muestras después del tratamiento térmico y si estos cambios impactan en el desempeño final de nuestro láser de guía de onda.

En primer lugar, se obtuvieron los espectros de absorción del cristal de Nd:YAG transversal y longitudinalmente (a lo largo de las guías de onda) para las muestras YAG7 y YAG8 tratadas térmicamente como se describe en la sección III.3.3. Esto es con el objeto de determinar si hubo corrimiento en longitud de onda o disminución en la absorción de la banda de bombeo a 808 nm, de manera que el bombeo óptico a la cavidad resonante no sea eficiente y por lo tanto no permitía la emisión láser a 1064 nm.

En la figura 47 se muestran los espectros de absorción a través de la dirección transversal de las muestras YAG7 y YAG8, una inspección de estos nos indica como las bandas de absorción se mantienen en su misma posición respecto al espectro de un cristal de volumen de Nd:YAG como el de la figura 13 . Nótese la banda de absorción predominante a 808 nm.



Figura 47. Espectros de absorción en dirección transversal. a) YAG7; b) YAG8.

De mayor utilidad para nuestro análisis son los espectros de absorción de luz propagándose a través de las guías de onda, los cuales se ven en la figuras 48 y 49, los cuales se obtuvieron con el arreglo descrito en la figura 21(c).



**Figura 48.** Espectros de absorción de guías de onda tratadas térmicamente (línea azul) y cristal de Nd:YAG de volumen (línea roja). a) YAG7 guía 10  $\mu$ m; b) YAG7 guía 15  $\mu$ m; c) YAG7 guía 20  $\mu$ m.



**Figura 49.** Espectros de absorción de guías de onda tratadas térmicamente (línea azul) y cristal de Nd:YAG de volumen (línea roja). a) YAG8 guía 10  $\mu$ m; b) YAG8 guía 15  $\mu$ m; c) YAG8 guía 20  $\mu$ m.

Los espectros de absorción de referencia de las figuras 48 y 49 nos llevan a concluir que las propiedades de absorción de las guías de onda tratadas térmicamente no difieren significativamente del espectro nominal de un cristal de volumen de Nd:YAG. Lo que indica una preservación de la integridad del material, por lo que no se puede atribuir la ausencia de emisión láser a un problema de degradación de la banda de absorción a la longitud de onda de bombeo 808 nm.

## **IV.10 Espectro de luminiscencia**

Se analizaron los espectros de luminiscencia de las muestras YAG7 y YAG8 pues se sabe que la implantación de iones puede modificar las características de emisión de estas. Un cambio en las intensidades relativas de las bandas de emisión puede indicar una modificación de la banda predominante de emisión láser; resultados del análisis del cambio de las intensidades relativas de las bandas de emisión antes al tratamiento pueden ser vistos en la referencia (Flores-Romero, 2008). La evaluación de estos espectros tras el tratamiento térmico es importante pues éste puede producir o acentuar cambios en las características espectrales de las guías de onda.

El arreglo de la figura 22 fue utilizado para adquirir el espectro de luminiscencia en las guías de onda tratadas térmicamente. Los espectros de luminiscencia se grafican para el rango de la transición  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  (1050 nm a 1125nm).

Las intensidades relativas de los espectros de luminiscencia de las guías de onda y el cristal de volumen fueron comparados (figuras 50 y 51) y no se encontró un aumento significativo de las bandas secundarias en relación a las bandas respectivas del cristal de volumen. Como se mencionó en la sección III.3.4, la comparación de las intensidades relativas se realiza con los espectros promedios de los grupos de guías de onda. De las figuras se puede ver que no existe corrimiento en longitud de onda central de las bandas y que la intensidad relativa de los picos, en particular de la banda predominante de emisión a 1064 nm se mantiene sin cambio.



**Figura 50.** Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente. a) YAG7 guías 10  $\mu$ m; b) YAG7 guías 15  $\mu$ m; c) YAG7 guías 20  $\mu$ m.



**Figura 51.** Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente a) YAG8 guía 10  $\mu$ m; b) YAG8 guía 15  $\mu$ m; c) YAG8 guía 20  $\mu$ m.

#### IV.11 Ancho de las bandas del espectro de luminiscencia

Otro aspecto importante del análisis espectral de luminiscencia es la evaluación del ancho de las bandas de emisión respecto a las bandas en el cristal de volumen de Nd:YAG, un ensanchamiento de las bandas puede estar asociado a un cambio en el tiempo de vida de luminiscencia lo que a su vez impacta en los parámetros de desempeño láser, particularmente la potencia umbral de bombeo (Flores-Romero, 2008).

Como se describe en la sección III.3.4 el ancho de las bandas del espectro de luminiscencia fue obtenido y comparado con el ancho de banda del espectro en un cristal de volumen de Nd:YAG. En la figuras 52 y 53 se muestran los espectros de luminiscencia para la transición  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  de los diferentes grupos de guías y la aproximación Gaussiana para la cual se determinó el ancho FWHM.

La figura 54 ilustra el cambio promedio en el ancho de las bandas de ambas muestras respecto a la banda correspondiente en el cristal de volumen. Se observa un aumento en el ensanchamiento de las bandas a partir de 1080 nm, el cual puede ser explicado por el aumento en el error en el ajuste gaussiano para estos picos (1105, 1112, 1116 y 1122 nm) causado por el decremento en la razón de señal a ruido para esta región del espectro. Alrededor de la transición principal a 1064 nm se observa una ligera disminución en el ancho de banda  $\Delta I < 0.4 nm$ , el cual es menor al limite de resolución del analizador de espectros utilizado, por lo que para propósitos prácticos se supondrá que no existe un cambio en el ancho de banda de las muestras a 1064 nm.



**Figura 52.** Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente para diferentes grupos de guías de onda y su aproximación Gaussiana. a) YAG7 guías 10  $\mu$ m; b) YAG7 guías 15  $\mu$ m; c) YAG7 guías 20  $\mu$ m.



**Figura 53.** Espectros de luminiscencia de guías de onda tratadas térmicamente para diferentes grupos de guías de onda y su aproximación Gaussiana. a) YAG8 guías 10  $\mu$ m; b) YAG8 guías 15  $\mu$ m; c) YAG8 guías 20  $\mu$ m.



**Figura 54.** Ensanchamiento promedio de las bandas en el espectro de luminiscencia respecto al ancho de banda del espectro del cristal de volumen. a) YAG7. b) YAG8.

## IV.12 Tiempo de vida de luminiscencia de las guías

El análisis de los espectros de absorción y luminiscencia no revelan ninguna diferencia sobresaliente que pueda explicar la casi desaparición de la emisión de salida a 1064 nm. Por lo que, continuando con el diagnóstico de las guías se analizó el tiempo de vida de fluorescencia de las guías de Nd:YAG. Este tiempo de vida está relacionado a la emisión espontánea tal como explicó en la sección II.2.1 y es un parámetro de gran importancia pues impacta en el desempeño de un láser al estar relacionado con la potencia umbral para la emisión láser como se ve en la ecuación (124).

La sección III.3.5 describe el arreglo utilizado para medir el tiempo de vida de fluorescencia de las guías. Para ilustrar como se calculó el tiempo de vida, en la figura 55 se muestra el decaimiento natural de la señal promedio de las guías del grupo F (YAG8 20  $\mu$ m), para determinar el tiempo se ajusta una función exponencial de la forma  $y = y_0 + A_0 e^{-t/t}$ , t representa el tiempo en que la señal decae 1/e de su nivel inicial. Nótese como la primera parte de la caída, mostrada en la Figura 55(b), que se puede considerar lineal, representa la caída de la señal del obturador la cual es ~20  $\mu$ s.



**Figura 55.** Señal promedio de salida para guías del grupo F. a) Señal completa. b) Ajuste exponencial de tiempo de caída en primer ciclo en una guía de onda típica de la muestra YAG8. c) Ajuste exponencial de tiempo de muestra de cristal de volumen de Nd:YAG.

En la tabla XVII se muestran los tiempos medidos para los grupos de guías de onda y en la figura 56 estos resultados se muestran de forma gráfica.

Guias	Max. (µs)	Prom. (µs)	Min. (µs)
А	302.00	300.03	298.07
В	353.68	350.67	347.65
С	303.08	301.02	298.97
D	319.08	315.24	311.40
E	326.48	323.65	320.82
F	324.44	321.60	318.76

Tabla XVII. Tiempos de vida de fluorescencia de las guía de onda.



Figura 56. Tiempos de vida de fluorescencia de las guías de onda.

De lo anterior se puede ver como los tiempos medidos de las guías es significativamente mayor al tiempo de vida nominal del Nd:YAG que es aproximadamente 230  $\mu$ s. De las mediciones realizadas en una muestra de cristal de volumen de Nd:YAG (fig 50c) se obtiene un tiempo de vida de 220  $\mu$ s el cual coincide con el valor típico esperado. El aumento en el tiempo observado impactará en la sección de transversal de emisión estimulada (ecuación 81) como se verá en la siguiente sección.

# IV.13 Sección transversal de emisión estimulada

La sección transversal es otro de los parámetros que influyen en las características finales de la emisión láser como se puede apreciar en la ecuación (124). De los espectros de luminiscencia obtenidos para evaluar el ensanchamiento y las intensidades relativas, es posible obtener graficas de las secciones transversales de las guías de onda.

En la tabla XVIII se presentan las secciones transversales de emisión, calculadas por medio de las ecuaciones (80) y (121) de los espectros promedios de los diferentes grupos de guías y del cristal de volumen de Nd:YAG para la región del espectro de la transición  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ .

Espectro	s (x10 <sup>-19</sup> cm²)	Variacion (%)
Volumen	2.19	
Grupo A	1.16	-47.03%
Grupo B	0.89	-59.36%
Grupo C	0.96	-56.16%
Grupo D	1.17	-46.58%
Grupo E	1.27	-42.01%
Grupo F	1.31	-40.18%

Tabla XVIII. Sección transversal de emisión estimulada a 1064 nm.

Del aumento en el tiempo de vida y la disminución en la sección transversal, se puede esperar que la potencia umbral de bombeo dada por la ecuación (124) ha aumentado respecto a las guías sin tratamiento térmico. La razón de la potencia umbral para las guías y la potencia umbral del cristal de volumen nos puede ayudar a cuantificar este aumento y los valores obtenidos se presentan en tabla XIX. Es decir, para los resultados de la potencia umbral de emisión láser en las guías implantadas por protones (grupos D-F) sin tratamiento térmico (Tabla IV), que está en el intervalo de 3.7 a 23.8 mW ahora será necesario proporcionar potencias en el rango de ~5.5 a 36 mW. La ausencia de emisión láser a 1064 nm no puede ser atribuido a este aumento de la potencia umbral ya que el láser de Ti:Zafiro que actúa como fuente de bombeo en el arreglo de la figura 24 provee una potencia a la entrada de la guía de aproximadamente 200 mW, muy por arriba de los 36 mW requeridos para las guías de onda tratadas térmicamente.

Grupo guias	Aumento P <sub>th</sub> (%)
A	45.68%
В	62.79%
С	75.50%
D	38.25%
E	23.62%
F	20.63%

**Tabla XIX.** Aumento de la potencia umbral de las guías respecto a la potencia umbral del cristal de volumen.

## IV.14 Bombeo por diodo láser de guías de onda de canal

Con la finalidad de tener un sistema de bombeo óptico compacto y eficiente orientado al desarrollo de un láser de guía de onda angosta. Se realizaron pruebas iniciales para el acoplamiento de un diodo láser de área amplia de 808 nm (ventana de emisión de 100x1  $\mu$ m) a las guías de onda angostas de área transversal de 10x5  $\mu$ m, 15x5  $\mu$ m y 20x5  $\mu$ m. Para esto se circularizó el haz de h fuente acoplándolo por medio de una fibra óptica de 200  $\mu$ m y enfocándose a la cara de entrada de la guía mediante microlentes fabricadas en el extremo de salida de la fibra óptica.

Por medio de una fusionadora de fibras ópticas, se fabricaron lentes con radios de curvatura en el rango de 50 a 100  $\mu$ m, obteniéndose tamaños de mancha a la salida de ~13 a 17  $\mu$ m con potencias a la salida de hasta aproximadamente 250 mW.

El acoplamiento de la luz permitió la evaluación de los modos transversales a 808 nm mencionados anteriormente. Esto no fue una tarea trivial dadas las características del haz de salida de la fuente de luz (sección III.5).

Este acoplamiento consistió de dos etapas importantes: acoplamiento del haz de salida del diodo láser a una fibra óptica con el objeto de circularizar la salida de este y acoplamiento de la salida de la fibra óptica a las guías de onda. Para lograr este segundo acoplamiento, una microlente fue fabricada en el extremo de salida de la fibra con el objeto de enfocar el haz a los ordenes de tamaños requeridos para lograr un buen acoplamiento de modos a las guías.

#### IV.14.1 Fibras ópticas con punta de lente

Siguiendo el procedimiento descrito en la sección III.7, se fabricaron más de 15 lentes con radios de curvatura que varían de 50 a 100  $\mu$ m y con diferentes niveles de adelgazamiento. La evaluación de las características físicas de las lentes se realizó tomando fotografías de estas lentes y con la ayuda de una escala micrométrica se determinaron las dimensiones. A continuación se describen los resultados obtenidos para tres de las lentes fabricadas que representan una muestra típica de los resultados.

## Lente 1

En la figura 57 se muestra la imagen de la lente 1 y sus especificaciones. Esta lente es de tipo esférica delgada y con radio de curvatura R=50  $\mu$ m, para lograr esta curvatura la fibra fue adelgazada de un diámetro del núcleo de ~200  $\mu$ m a un diámetro de núcleo de ~80  $\mu$ m a un ángulo O=9.4°. La ecuación (113) nos da la longitud mínima para que no haya pérdidas de potencia resultando que  $L_{min}=364 \mu m$  mientras que las mediciones indican una longitud  $L=442 \mu m$ , por lo que no se esperan pérdidas de potencia en esta sección adelgazada de la fibra.



**Figura 57.** Especificaciones de fibra-lente 1 con radio de curvatura R=50 µm.

Con el arreglo de la figura 29 y por medio de una escala micrométrica se determinó el tamaño del haz (FWHM) de salida alrededor del punto fo cal de la lente. En la Figura 58

se muestra el perfil de intensidad del haz de salida de esta lente para la cual se obtiene un ancho ~14  $\mu$ m.



**Figura 58.** a) Mancha de salida de lente con  $R=50 \ \mu m$ . b) Perfil de intensidad de mancha de salida.

# Lente 2

En la Figura 59 se muestran las especificaciones de la segunda lente evaluada, la cual tiene un radio de curvatura R=75 µm. La longitud mínima para evitar la pérdida de potencia  $L_{min}=190 \ \mu m$ . La longitud de adelgazamiento medida es  $L=474 \ \mu m$  por lo que se puede suponer que no habrá pérdidas de potencia en esta sección adelgazada de la fibra.



**Figura 59.** Especificaciones de fibra-lente 2 con radio de curvatura R=75 µm.

La figura 60 muestra la medición del tamaño del haz de salida de esta lente, con un tamaño de ~13  $\mu$ m.



**Figura 60.** a) Mancha de salida de lente con R=75  $\mu$ m. b) Perfil de intensidad de mancha de salida; ancho FWHM = 13  $\mu$ m.

# Lente 3

Finalmente, se muestran las especificaciones de la tercera lente evaluada (Figura 61) la cual a diferencia de las otras no presenta una sección adelgazada, por lo que podemos asumir que no habrá pérdidas de potencia en este extremo de la fibra debidas a un adelgazamiento. El radio de curvatura de la lente se midió a 90  $\mu$ m.



**Figura 61.** Especificaciones de fibra-lente 2 con radio de curvatura R=90  $\mu$ m.

La figura 62 presenta los resultados de la medición del haz de salida alrededor del punto focal de la lente calculado a una distancia ~200  $\mu$ m. El tamaño del haz enfocado es del orden de las primeras dos lentes evaluadas, estimándose un ancho FWHM ~17  $\mu$ m.



**Figura 62.** a) Mancha de salida de lente con R=90  $\mu$ m. b) Perfil de intensidad de mancha de salida; ancho FWHM = 17  $\mu$ m.

Se tomaron mediciones de potencia a la entrada y la salida de las tres lentes evaluadas, las cuales se muestran en la figura 63. De esta gráfica, se observa como la segunda lente de R=75  $\mu$ m no sólo tiene una mayor eficiencia sino que además el tamaño del haz de salida medido es el menor de los tres reportados. Esta lente fue seleccionada para realizar los experimentos que requieren un acoplamiento de la salida del diodo láser (808 nm) a la guía de onda de la sección IV.4.



Figura 63. Eficiencia de las lentes fabricadas.

Un aspecto a considerar en el acoplamiento del diodo láser a la fibra óptica de 200  $\mu$ m de núcleo es el hecho que el área de emisión en el diodo LDX-3210-808 está a una distancia de 0.04 in (~1 mm) dentro del encapsulado como se puede apreciar de la figura 66 en el Apéndice A. Esto implica que lo más que la fibra óptica podrá acercarse al área de emisión será 1 mm, impactando en la eficiencia máxima que se puede alcanzar.

De las especificaciones del diodo láser, en el eje perpendicular del emisor (donde el haz láser es más divergente) a una distancia z=1 mm y con una cintura del haz  $w_{oy} = 1 mm$ , un ángulo de divergencia  $q_{1/e^2y} = 0.453 rad$  y una apertura numérica de la fibra óptica NA=0.39 (Apéndice B), se pueden utilizar las ecuaciones (131) a (136) para obtener la eficiencia de acoplamiento la que se calcula aproximadamente del 25%. Esto confirma que

las pérdidas de potencia se presentan en el acoplamiento de la fuente (diodo láser) a la fibra óptica y no en el extremo adelgazado.

# Conclusiones

A continuación se describen las conclusiones alcanzadas en este trabajo de tesis para el estudio de las guías de onda angostas implantadas por carbono y protones después del tratamiento térmico.

## 1. Desempeño del láser de guía de onda después de tratamiento térmico

El funcionamiento del láser con las guía de onda recocidas fue evaluado usando la misma cavidad resonante con la que se estudió anteriormente las guías sin tratamiento térmico. No se observó emisión láser con estas guías, por lo que se realizaron una serie de pruebas para determinar las posibles causas de este comportamiento no esperado del láser de guía de onda.

## 2. Características físicas de las guías de onda angostas

Por medio de microscopia óptica se determinaron las dimensiones de las guías de onda tras el tratamiento térmico, encontrándose que las guías implantadas con carbono tienen anchos de 14  $\mu$ m, 18.1  $\mu$ m y 22.1  $\mu$ m y para las guías implantadas por protones se midieron anchos de 11.9  $\mu$ m, 16.3  $\mu$ m y 21.1  $\mu$ m. Esto representa un aumento respecto a las dimensiones esperadas de 10, 15 y 20  $\mu$ m para las guías sin tratamiento térmico obtenidas en Flores-Romero (2008). Este aumento puede ser explicado al considerar como ya se ha mencionado vieron las guías vieron reducida su capacidad de confinamiento.

#### 3. Propiedades de guiado de la guías de onda

Se capturaron los modos transversales guiados por las guías de onda a tres longitudes de onda:

# a) ?=635 nm:

Se obtuvieron los modos a esta longitud de onda con el objeto de comparar estos con los determinados en las guías sin tratamiento térmico. Se encontró que las guías de 10  $\mu$ m solo soportan el modo fundamental TEM<sub>00</sub> a diferencia de las guías sin tratamiento térmico donde se soportan los modos TEM<sub>00</sub> y TEM<sub>10</sub>. Las guías de 15  $\mu$ m de ancho soportan los modos TEM<sub>00</sub> y TEM<sub>10</sub>. Para las guías de 20  $\mu$ m, se soporta los mismos tres modos que en el caso de las guías sin tratamiento térmico, TEM<sub>00</sub>, TEM<sub>10</sub> y TEM<sub>20</sub>.

Al medirse las cinturas de los haces de salida después del tratamiento térmico, se encontró que el ancho de las guías no se modifica significativamente. Sin embargo en la dirección transversal (profundidad de barrera óptica) las dimensiones del haz han aumentado significativamente. Se encontró que el factor de confinamiento de la luz antes del tratamiento térmico es ~95% en promedio y ~86% después del tratamiento térmico.

## b) ?=808 nm:

Se analizaron los modos transversales a la longitud de onda de bombeo, para las cuales en estas muestras no existen datos antes del tratamiento térmico. Se observó que solo se soporta el modo fundamental para todas las guías de diferentes anchos y el confinamiento de la luz dentro del núcleo disminuyó a solo 33%.

## c) ?=1064 nm:

A la longitud de onda láser las guías de ancho 10  $\mu$ m no soportan ningún modo de propagación, mientras que las guías de 15 y 20  $\mu$ m solo soportan el modo fundamental. La luz a 1064 nm prácticamente no es guiada dentro de la guía, teniéndose solo un factor de confinamiento de 5%.

Esta disminución en la capacidad de guiado de las guías puede ser explicado al considerar que, aunque se ha demostrado que el tratamiento térmico en guías de onda fabricadas por implantación de iones, a la temperatura adecuada, se pueden reducir las pérdidas en las guías, a temperaturas altas los iones implantados se difunden produciendo una recristalización y reducción de la barrera óptica, por lo tanto alterando la capacidad de propagación de luz de las guías (F. Lu et al. 1999).

Lamentablemente, dado que no se contaba con más muestras de cristales implantados, los efectos de la aplicación de diferentes temperaturas a diferentes tiempos de recocido no pudieron ser estudiados. Sin embargo, con la información que se tiene hasta el momento, podemos concluir que un tratamiento de 400 °C por media hora en estas muestras se degradó la barrera óptica al punto que no soporta el guiado de luz a 1064 nm; por consiguiente la emisión láser a esta longitud de onda no fue lograda.

Con el objetivo de confirmar la disminución y ensanchamiento de la barrera óptica, después del tratamiento térmico, como la causa tras la reducción de confinamiento de la luz en las guías de onda, se recurrió a programas computacionales para simular condiciones similares a las que se tienen en los experimentos realizados. Con el programa "Ion Implanted Waveguides" de G. Lifante se definieron dos perfiles de guías de onda plana de barrera óptica: sin tratamiento y con tratamiento térmico, y se calcularon los modos soportados por la guía y los perfiles de intensidad de estos, además de sus índices de refracción efectivos. Con el software OptiBPM se obtuvo la distribución de intensidad a la salida de las guías y los resultados de estos análisis soportan la hipótesis que tras la reducción del confinamiento en las guías de onda (aumento de los tamaños de la mancha de salida) está la degradación de la barrera óptica, causada por el tratamiento térmico.

## 4. Pérdidas y transmitancia de las guías de onda

En la sección IV.8 se calcularon las pérdidas de potencia a 808 nm y se determinó un coeficiente de absorción  $a=5.3 \text{ cm}^{-1}$  el cual concuerda con el coeficiente esperado para una muestra de volumen de Nd:YAG ( $a=6 \text{ cm}^{-1}$ ). Adicionalmente se logra un acoplamiento de ~80%. Es decir, un gran porcentaje de la señal de bombeo es absorbida dentro del cristal.

A 1064 nm, la transmitancia de las guías es muy pobre, lo que se confirma con el coeficiente de pérdidas por propagación obtenido de  $a=3.4 \text{ cm}^{-1}$  es muy superior al nominal de una muestra de volumen de Nd:YAG.

De lo anterior podemos concluir que no es la falta de potencia de bombeo a las guías lo que provoca que no se obtenga la emisión láser sino las pérdidas por propagación de la guía a la longitud de onda de emisión láser.

## 5. Espectroscopia de las guías de onda

#### a) Espectro de absorción

En los espectros de absorción obtenidos no se observaron diferencias notables entre los espectros de las guías y de una muestra de volumen de Nd:YAG. No hubo un corrimiento significativo en longitud de onda de las bandas de absorción. A 808 nm, el pico de absorción predominante se mantiene, por lo que la longitud de onda de bombeo no se ve afectada.

## b) Espectro de luminiscencia

Se compararon las intensidades relativas de las bandas de luminiscencia en los espectros de las guías y de una muestra de cristal de volumen de Nd:YAG en el rango de la transición  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  (1050 nm a 1125 nm) y se concluye que no existe un aumento significativo en las intensidades relativas respecto al pico principal de emisión.

El ancho de banda en el espectro de luminiscencia para el rango de la transición  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  (1050 nm a 1125 nm) no presenta un cambio importante alrededor de la banda de emisión principal 1064 nm. El ensanchamiento aumenta para longitudes mayores a 1100 nm debido al aumento en el ruido de la señal.

## c) Tiempo de vida de luminiscencia de las guías de onda

Al medirse el tiempo de vida de luminiscencia se encontró que en todos los casos el tiempo de vida aumentó respecto al tiempo de vida de una muestra de volumen de Nd:YAG de 221 µs, el aumento promedio fue del 45%. Este aumento impactará en

una disminución de la sección transversal, lo que en última instancia nos lleva a un aumento en la potencia umbral de bombeo.

## d) Sección transversal de emisión estimulada

Se encontró una disminución promedio de casi el 50% en la sección transversal para todas las guías. Tal como era de esperarse de las guías del aumento en el tiempo de vida en las guías implantadas.

#### e) Impacto en la potencia umbral de bombeo

Con el aumento del tiempo de vida y disminución en la sección transversal podemos esperar un incremento en el umbral de bombeo para el láser de guía de onda. Se calculó un aumento en la potencia umbral respecto a los valores obtenidos para las guías sin tratamiento térmico de ~ 44%. Sin embargo, aun con este aumento importante en el requerimiento de potencia de bombeo, la fuente de bombeo nos provee con la potencia suficiente para satisfacer este incremento. Por lo que podemos concluir que este aumento no representa la principal causa de la no obtención de emisión láser.

#### 6. Bombeo por diodo láser de guías de onda de canal

Se realizaron pruebas iniciales para el acoplamiento de un diodo láser de área amplia de 808 nm (ventana de emisión de 100x1  $\mu$ m) a las guías de onda angostas de área transversal de 10x5  $\mu$ m, 15x5  $\mu$ m y 20x5  $\mu$ m. Se circularizó el haz de la fuente acoplándolo por medio de una fibra óptica de 200  $\mu$ m y enfocándose a la cara de entrada de la guía mediante microlentes fabricadas en el extremo de salida de la fibra óptica.

Se fabricaron lentes con radios de curvatura en el rango de 50 a 100  $\mu$ m, obteniéndose tamaños de mancha a la salida de ~13 a 17  $\mu$ m con potencias a la salida de hasta ~250 mW.

## Trabajo futuro

Si bien en este caso el tratamiento térmico a 400 °C por media hora de las guías de onda probó tener un efecto negativo en el desempeño de las guías de onda angostas como medio de ganancia en la cavidad láser. Se ha tomado un paso importante hacia el desarrollo de prototipo de un láser de guía de onda angosta bombeado por un diodo láser de área amplia, al haberse logrado el acoplamiento de la señal de bombeo mediante el uso de una fibra óptica que ofrece la posibilidad de un sistema compacto y eficiente.

Se identificaron diferentes áreas en las que se debe de mejorar el desempeño de este láser. Las cuales se listan a continuación:



**Figura 64** Láser de guía de onda angosta bombeado por diodo láser. 1) Acoplamiento diodo láser-fibra óptica; 2) Adelgazamiento y punta de lente para acoplamiento de fibra óptica a guía de onda angosta (bombeo de medio de ganancia láser); 3) Espejos de cavidad resonante; 4) Medio de ganancia (guías de onda angosta fabricadas por implantación de iones).

- Existen diferentes opciones a explorar para la óptica de acoplamiento entre el diodo láser y fibra óptica multimodal, con la finalidad de aumentar la eficiencia de acoplamiento de ~20% alcanzada en este trabajo.
  - Al igual que en extremo de salida de la fibra, fabricar una lente en el extremo de entrada de la fibra con el objeto de mejorar la eficiencia de acoplamiento.
  - Uso de microlentes para la colimación del haz del diodo láser a la fibra.
  - Seleccionar un diodo láser con ventana de emisión de menor tamaño y mayor calidad en el haz de salida.

- Como se mencionó el área de emisión del diodo de bombeo utilizado se encuentra cubierto por una ventana de vidrio a 1 mm de distancia, lo que evita un contacto directo con la fibra óptica reduciendo la eficiencia de acoplamiento. Un diseño más eficiente podría comenzar por reducir la distancia entre el chip del diodo láser y la entrada de la fibra.
- Películas antireflectoras a la entrada y salida de la fibra óptica pueden utilizarse para reducir las reflexiones de Fresnel.
- 2. Mejora en el proceso de adelgazamiento de la fibra y fabricación de lentes en las fibras ópticas, para aumentar la eficiencia de acoplamiento a la guía de onda angosta. El método de fabricación por medio de rutinas programadas en la fusionadora de fibras, para esta aplicación en particular, presenta variaciones en los elementos ópticos fabricados, por ejemplo: con una misma corriente y tiempo de aplicación de dicha corriente, al completar dos ciclos de fabricación, se obtendrán dos lentes de características diferentes en cuanto a radio de curvatura, ángulo de adelgazamiento y descentrado y/o desalineación entre la lente y el eje óptico de la fibra. A pesar de este tipo de problemas con este método se lograron fabricar elementos ópticos (lentes) útiles en un ~25% de los casos, con tolerancias de fabricación adecuadas.
- 3. Espejos de entrada y salida de la cavidad resonante:
  - Espejos fabricados con películas delgadas directamente sobre las caras de entrada y salida de las guías de onda.
  - Espejos fabricados sobre sustratos de cuarzo fundido con dimensiones inferiores a 150 micras de espesor. Esto es debido a que la distancia focal típica de las microlentes es ~200 micras.
- 4. Optimización de las guías de onda láser:
  - Variar las condiciones de implantación dosis, energía y ángulo con la finalidad de mejorar el confinamiento y reducir las pérdidas de propagación.

- Optimizar la longitud del medio activo, recortando el cristal para disminuir las pérdidas por re-absorción.
- Variar las condiciones del tratamiento térmico realizando pruebas con diferentes temperaturas de recocido y tiempos de aplicación.
- Modificar las condiciones de implantación para aumentar la eficiencia de acoplamiento modal, de acuerdo a los tamaños obtenidos de las lentes y guías de onda fabricadas.

#### Referencias

Abramczyk, H. 2005. "Introduction to Laser Spectroscopy". Elsevier Science. Primera edición. Amsterdam. 384 pp.

Antsiferov, V.V. y G. I. Smirnov. 2005. "Physics of Solid-State Lasers". Cambridge International Science Publishing. 200 pp.

Axelrod, N., A. Lewis, N.B. Yosef, R. Dekhter, G. Fish y A. Krol. 2005. "Small-focus integral fiber lenses: the segmented beam-propagation near-field characterization". Appl. Opt. **44**(7): 1270-1282 p.

Bachmann, F. 2007. "Diode Laser Systems". En: F. Bachmann, P. Loosen y R. Poprawe (eds.). "High Power Diode Lasers: Technology and Applications". Springer Science+Business Media, LLC. New York. 215-245 p.

Behringer, M. 2007. "High-Power Diode Laser Technology and Characteristics". En: F. Bachmann, P. Loosen y R. Poprawe (eds.). "High Power Diode Lasers: Technology and Applications". Springer Science+Business Media, LLC. New York. 5-55 p.

Boucke, K. 2007. "Packaging of Diode Laser Bars". En: F. Bachmann, P. Loosen y R. Poprawe (eds.). "High Power Diode Lasers: Technology and Applications". Springer Science+Business Media, LLC. New York. 75-117 p.

Bourhis, J.F. 1994. "Fibre to waveguide connection". En: Najafi, S.I. (ed). "Glass integrated optics and optical fiber devices". Critical Reviews of Optical Science and Technology CR53. SPIE Proceedings. Washington. 335-366 p.

Brenci, M., R. Falciai y A. M. Scheggi. 1981. "Tapered enlarged ends in multimode optical fibers". Appl. Opt. **21**(2): 317-319 p.

Calvo, M.L. y V. Lakshminarayanan. 2007. "Optical Waveguides: From Theory to Applied Technologies". CRC Press. Boca Raton. 401 pp.

Cardoso-Cisneros, R. 2000. "Eficiencia de acoplamiento entre una fibra óptica monomodal y guías de onda angostas obtenidas por difusión de Cu". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Maestría. 135 pp.

Chandler, P.J. y F. L. Lama. 1986. "A new approach to the determination of planar waveguide profiles by means of a non-stationary mode index calculation". J. Mod. Opt. **33**(2): 127-143 p.

Chandler, P.J., S.J. Field, D.C. Hanna, D.P. Shepherd, P.D. Townsend, A.C. Trooper, L. Zhang. 1989. "Ion-implanted Nd:YAG planar waveguide laser". Electron. Lett.. **25**: 985-986 p.

Chandler, P.J., S.J. Field, D.C. Hanna, D.P. Shepherd, P.D. Townsend, A.C. Trooper, L. Zhang. 1991. "Ion-implanted Nd:YAG waveguide lasers". IEEE J. Quantum Electron. 27: 428-433 p.

Chen, Y., Y. Lin, Z. Luo y Y. Huang. 2005. "Effect of annealing treatment on spectroscopic properties of a  $Nd^{3+}$  doped PbWO<sub>4</sub> single crystal". J. Opt. Soc. Am. B **22**(4): 898-904 p.

Deb, K. K., R. G. Buser, and J. Paul. 1980. "Decay kinetics of  ${}^{4}F_{3/2}$  fluorescence of Nd<sup>3+</sup> in YAG at room temperature". Appl. Opt. **20**(7): 1203-1206 p.

Domenech, M., G. V.Vázquez, E. Cantelar y G. Lifante. 2003. "Continuous-wave laser action at ?=1064.3 nm in proton- and carbon-implanted Nd:YAG waveguides". Appl. Phys. Lett. **83**(20): 4110-4112 p.

Dou, J., J. Li, P.R. Herman, J.S Aitchison, T. Fricke-Begemann, J. Ihlemann y G. Marowsky. 2008. "Laser machining of micro-lenses on the end face of single-mode optical fibers". Appl. Phys. A Materials Science & Processing.

Fan T.Y., R.L. Byer. 1987. "Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd: YAG laser". IEEE J. Quantum Electron. **23**(5). 605- 612 p.

Félix-Lozano, M.A. 2007. "Multiplexores de fibra óptica para tecnología WDM en comunicaciones ópticas". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Doctorado. 137 pp.

Field, S.J., D.C. Hanna, A.C. Large, D.P. Shepherd, A.C. Trooper, P.J. Chandler, P.D. Townsend, L. Zhang. 1991. "Low threshold ion-implanted Nd:YAG channel waveguide laser". Electron. Lett. **27**: 2375-2376 p.

Flores-Romero, E. 2003. "Estudio de guías de onda ópticas obtenidas por implantación de protones en cristales de Nd:YAG". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Maestría. 107 pp.

Flores-Romero, E. 2008. "Estudio de guías de onda ópticas activas obtenidas por implantación de iones en cristales de YAG". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Doctorado. 135 pp.

Flores-Romero, E., G. V. Vázquez, H. Márquez, R. Rangel-Rojo, J. Rickards y R. Trejo-Luna. 2004. "Planar waveguide lasers by proton implantation in Nd:YAG crystals". Opt. Express. **12**(10): 2264-2269. Flores-Romero, E., G. V. Vázquez, H. Márquez, R. Rangel-Rojo, J. Rickards y R. Trejo-Luna. 2007. "Laser emission in proton-implanted Nd:YAG channel waveguides". Opt. Express. **15**(26): 17874-17880 p.

Flores-Romero, E., G.V. Vázquez, H. Márquez, R. Rangel-Rojo, J. Rickards y R. Trejo-Luna. 2007. "Optical channel waveguides by proton and carbon implantation in Nd:YAG crystals," Opt. Express **15**: 8513-8520 p.

Gangopadhyay, S. y S. Sarkar. 1997. "ABCD matrix for reflection and refraction of Gaussian light beams at surfaces of hyperboloid of revolution and efficiency computation for laser diode to single-mode fiber coupling by way of a hyperbolic lens on the fiber tip". Appl. Opt. **36**(33): 8582-18586 p.

García y Arteaga, J.A. 1997. "Evaluación de configuraciones ópticas de acoplamiento entre un diodo láser y una fibra óptica monomodo para aplicación en comunicaciones ópticas de larga distancia". Tesis Profesional. Universidad Nacional Autónoma de México. 297 pp.

Hall D.G., R.J. Smith, y R.R. Rice. 1980. "Pump-size effects in Nd:YAG lasers". Appl. Opt. **19**(18): 3041–3043 p.

Hall, D.G., J. D. Spear-Zino, H. G. Koenig, R. R. Rice, J. K. Powers, G. H. Burkhart, y P. D. Bear. 1980. "Edge coupling of a GaAlAs DH laser diode to a planar Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguide". Appl. Opt. **19**(11): 1847-1852 p.

Hecht, E. 2001. "Optics". Addison Wesley. Cuarta edición. San Francisco. 680 pp.

Hunsperger, R. G., A. Yariv y A. Lee. 1977. "Parallel end-butt coupling for optical integrated circuits". Appl. Opt. **16**(4): 1026-1032 p.

Iga, K. y Kokubun Y. (ed). 2005. "Encyclopedic Handbook of Integrated Optics". CRC Press LLC. Primera edición. 528 pp.

Iizuka K. 2002. "Elements of Photonics Volume II: For Fiber and Integrated Optics". John Wiley & Sons, Inc. New York. 1056 pp.

Katzir, A. 1993. "Lasers and Optical Fibers in Medicine". Academic Press. 317 pp.Kawano, K. y O. Mitomi. 1986. "Coupling characteristics of laser diode to multimode fiber using separate lens methods". Appl. Opt. 25(1): 136-141 p.

Klingshirn, C. 2005. "Semiconductor Optics". Springer. Segunda edición. Berlin. 809 pp. Koechner, W. 2006. "Solid-State Laser Engineering". Springer-Verlag New York, LLC. Sexta edición.776 pp.

Konno, S. 2007. "High-Power Neodymium Lasers". En: Sennaroglu A. (ed). "Solid-State Lasers and Applications". CRC Press. Boca Raton. 233-258 p.

Koshiba, M. 1992. "Optical Waveguide Analysis". McGraw-Hill Professional. Primera edición. 173 pp.

Krupke, W.F., M. D. Shinn, J. E. Marion, J. A. Caird y S. E. Stokowski.1986. "Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties neodymium- and chromiumdoped gadolinium scandium gallium garnet". J. Opt. Soc. Am. B **3**(1): 102-114 p.

Laser Diode Technical Note 1. 2008. "Beam Circularization and Astigmatism-correction". Coherent. Auburn Group.

Ozoptics Application notes. "Laser Diode to fiber couplers". www.ozoptics.com.
Lifante G. 2003. "Integrated photonics: Fundamentals". John Wiley & Sons Ltd. Chichester. 198 pp.

Loosen, P. y A. Knitsch. 2007. "Incoherent Beam Superposition and Stacking". En: F. Bachmann, P. Loosen y R. Poprawe (eds.). "High Power Diode Lasers: Technology and Applications". Springer Science+Business Media, LLC. New York. 121-175 p.

Lu, F., F. Xiang Wang, W. Li, J. Hua Zhang, K. Ming Wang. 1999. "Annealing behavior of barriers in ion-implanted LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub> planar waveguides". Appl. Opt. **38**(24): 5122-5216 p.

Lu, Y.K., Y.C. Tsai, Y.D. Liu, S.M. Yeh, C.C. Lin y W.H. Cheng. 2007. "Asymmetric elliptic-cone-shaped microlens for efficient coupling to high-power laser diodes". Opt. Express. **15**(4): 1434-1442p."

Mansuripur, M. y E.M. Wright. 2002. "The Optics of Semiconductor Diode Lasers". Optics & Photonics News 13: 57-61 p.

Marcuse D. 1991. "Theory of Dielectric Optical Waveguides". Academic Press Inc. Segunda edición. 408 pp.

Miyazaki, T., Y. Karasawa y M. Yoshida. 1997. "Tapered Multi-Mode Fiber for Low Loss Optical Spot Size Demagnification". Opt. Rev. **4**(6):634-635 p.

Neubert B.J. y W.D Scharfe. 2007. "Laser Systems Beam Characteristics, Metrology and Standards". En: F. Bachmann, P. Loosen y R. Poprawe (eds.). "High Power Diode Lasers: Technology and Applications". Springer Science+Business Media, LLC. New York. 181-211 p.

Niu, J., J. Xu. 2007. "Coupling efficiency of laser beam to multimode fiber". Opt. Comm. **274**: 315–319 p.

Ohtsubo, J. 2005. "Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos". Springer-Verlag New York, LLC. 356 pp.

Okamoto K. 2000. "Fundamentals of Optical Waveguides" Academic Press. Primera edición. 428 pp.

Pang, H.,G. Zhao, L. Su, M. Jie, X. He, J. Xu. 2006. "Effect of annealing and gamma irradiation on undoped and  $Eu^{3+}$ -doped Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> single crystals". J. Crystal Growth **286**: 126–130 p."

Parker, M.A. 2005. "Physics of Optoelectronics". CRC Press. Boca Raton. 798 pp.

Pavel, N y T. Taira. 1999. "Pump-beam  $M^2$  factor approximation for design of diode fibercoupled end-pumped lasers". Opt. Eng. **38**: 1806- 1813 p.

Pearsall, T.P. 2003. "Photonics Essentials: An Introduction with Experiments". McGraw-Hill Professional. Primera edición. 284 pp.

Petring, D., R. Polzin y M. Becker. 2007. "Applications". En: F. Bachmann, P. Loosen y R. Poprawe (eds.). "High Power Diode Lasers: Technology and Applications". Springer Science+Business Media, LLC. New York. 285-425 p.

Rabinovitch K. y A. Pagis. 1982. "Influence of heat treatments on the spectral performance of a V-type double-layer antireflection coating at 1.06  $\mu$  m". Appl.Opt. **21**(12):2160-2166 p.

Rapaport, A., S. Zhao, G. Xiao, A. Howard y M. Bass. 2002. "Temperature dependence of the 1.06-µm stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG". Appl. Opt. **41**(33): 7052-17057 p.

S. Lee, K.S. y F.S. Barnes. 1985. "Microlenses on the end of single-mode optical fibers for laser applications". Appl. Opt. **24**(19): 3134-3139 p.

Saleh, B.E.A. y M.C. Teich. 1991. "Fundamentals of Photonics". John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 966 pp.

Sands, D. 2005. "Diode Lasers". IOP Publishing Ltd.. 373 pp.

Shealy, D.L. y S.H. Chao. 2003. "Geometric optics-based design of laser beam shapers". Opt. Eng. **42**(11): 3123–3138 p.

Siegman, A.E. 1986. "Lasers". University Science Books. 1283 pp.

Snyder, A.W. y J.D. Love. 1983. "Optical Waveguide Theory". Chapman and Hall. 752 pp.

Suhara, T. 2004. "Semiconductor Laser Fundamentals". Marcel Dekker, Inc. New York. 306 pp.

Svelto, O. 2007. "Principles of Lasers". Springer Science+Business Media, Inc. Cuarta edición. New York. 628 pp.

Taguchi, K., K. Atsuta, T. Nakata y M. Ikeda. 1999. "Experimental Analysis of Optical Trapping System Using Tapered Hemispherically Lensed Optical Fiber". Opt. Rev. **6**(3):224-226 p.

Townsend, P.D., P.J. Chandler, L. Zhang. 1994. "Optical effects of ion implantation". Cambridge university press. 294 pp.

Vázquez, G. V., J. Rickards, G. Lifante, M. Domenech y E. Cantelar. 2003. "Low dose carbon implanted waveguides in Nd:YAG". Opt. Express. **11**(11): 1291-1296 p.

Verdeyen, J.T. 1994. "Laser Electronics". Prentice Hall. Tercera edición. 704 pp.

Weber, M.J. 2001. "Handbook of Lasers". CRC Press LLC. Berkeley. 1186 pp.

Zappe H.P. 1995. "Introduction to Semiconductor Integrated Optics". Artech House. 371 pp.

Zhouping, S., L. Qihong, D. Jingxing, Z. Jun, W. Runrong. 2007. "Beam quality improvement of laser diode array by using off-axis external cavity". Opt. Express. **15**(19): 11776-11780 p.

# Especificaciones diodo láser LDX-3210-808

Características del dispositivo										
Parámetro	Min.	Min. Tip.		Unidades						
Potencia de salida @ 20 °C		2000	2500	mW						
Corriente umbral	200	250	400	mA						
Corriente de operación	1700	1900	2200	mA						
Temperatura de operación	0	20	40	°C						
Características a 20 °C y 2000 mW de potencia de salida										
Parámetro	Min.	Tip.	Max.	Unidades						
Voltaje de polarización directa	1.8	2.0	2.2	Volts						
Longitud de onda	800	804	808	nm						
Ancho espectral		2	4	nm (FWHM)						
Divergencia - Paralela		10	12	° (FWHM)						
Divergencia - Perpendicular	28	32	36	° (FWHM)						
Razón de polarizacion		>50:1								
Tamaño de apertura		100x1		μm						
Eficiencia pendiente	1.0	1.2	1.3	mW/mA						

Tabla XX. Especificaciones de fábrica de diodo láser



Figura 65. Vista expandida de partes de diodo láser LDX-3210-808



Figura 66. Dimensiones de encapsulado de diodo láser LDX-3210-808.

## Hoja de especificaciones de fibra óptica FT200EMT

### 0.39 NA TEQS<sup>™</sup> Clad Multimode Fiber

#### FT Silica/TEQS<sup>™</sup> Multimode Fibers

#### Features

- Hard Cladding Increases Fiber Strength, Reduces Static Fatigue in Humid Environments, and Protects the Fiber During Buffer Stripping to Prevent Fiber Breakage
- Efficient Light Coupling and Superior Transmission in Tight Bends Due to High Numerical Aperture

High Core-to-clad Bonding Prevents Pistoning and Provides More Stable Crimp-and-Cleave or Epoxy

- Terminations High Concentricity and Core-to-Clad Ratio for Excellent Connection Alignment, Fiber Core Positioning and High Transmission Bundles
- TEQS Cladding is Removable with Acetone





Visible to Near-IR Transmission (Low OH)

£	NUMBER OF			Construction of the	MAXIMUM	I POWER	MAXIMUM	MAXIMUM	BEND RADIUS	STRIPPING
	CORE	CLADDING	COATING	NUMERICAL	CAPABILITY		ATTENUATION	CORE	SHORT TERM	TOOL
TTEM#	DIAMETER	DIAMETER	DIAMETER	APERATURE	PULSED <sup>3</sup>	CW <sup>4</sup>	6850am <sup>1</sup>	OFFSET	LONG TERM	SEE PAGE 1090
FT200EMT	200±5µm	225±5µm	500±30µm	0.39±0.02	1.0MW	0.2kW	6dB/km	5µm	6mm/12mm	T12521
FT300EMT	300±6µm	325±10µm	650±30µm	0.39±0.02	2.3MW	0.5kW	10dB/km	7µm	12mm/24mm	T16831
FT400EMT	400±8µm	425±10µm	730±30µm	0.39±0.02	4.0MW	0.8EW	10dB/km	7µm	16mm/32mm	T21S31

Figura 67. Hoja de especificaciones de fibra óptica FT200EMT.

Silica Core

TEQS Hard Cladding

No Minimums

Tefzel Coating