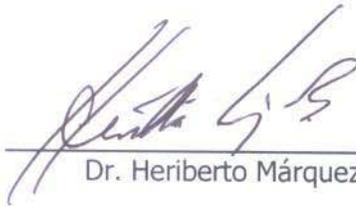


TESIS DEFENDIDA POR  
**Erick Flores Romero**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



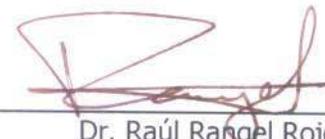
---

Dr. Heriberto Márquez Becerra  
*Director del Comité*



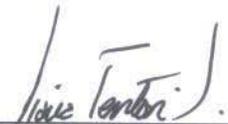
---

Dra. Gloria Verónica Vázquez García  
*Co-Director del Comité*



---

Dr. Raúl Rangel Rojo  
*Miembro del Comité*



---

Dra. Diana Tentori Santacruz  
*Miembro del Comité*



---

Dr. Roger Sean Cudney Bueno  
*Coordinador del posgrado en Óptica*



---

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales  
*Director de Estudios de Posgrado*

24 de junio de 2008

TESIS DEFENDIDA POR  
**Erick Flores Romero**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

---

Dr. Heriberto Márquez Becerra

*Director del Comité*

---

Dra. Gloria Verónica Vázquez García

*Co-Director del Comité*

---

Dr. Raúl Rangel Rojo

*Miembro del Comité*

---

Dra. Diana Tentori Santacruz

*Miembro del Comité*

---

Dr. Roger Sean Cudney Bueno

*Coordinador del posgrado en Óptica*

---

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

*Director de Estudios de Posgrado*

24 de junio de 2008

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



---

**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN ÓPTICA**

---

**ESTUDIO DE GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS ACTIVAS OBTENIDAS POR  
IMPLANTACIÓN DE IONES EN CRISTALES DE YAG**

TESIS

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

Presenta:

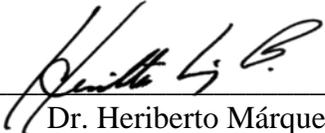
ERICK FLORES ROMERO

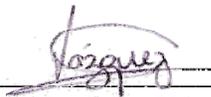
Ensenada, Baja California, México, junio de 2008.

**RESUMEN** de la tesis de **Erick Flores Romero**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS EN ÓPTICA con orientación en ÓPTICA FÍSICA. Ensenada, Baja California. Junio de 2008.

## **ESTUDIO DE GUÍAS DE ONDA ÓPTICAS ACTIVAS OBTENIDAS POR IMPLANTACIÓN DE IONES EN CRISTALES DE YAG**

Resumen aprobado por:

  
Dr. Heriberto Márquez Becerra  
Director de Tesis

  
Dra. Gloria Verónica Vázquez García  
Co-Director de Tesis

Una necesidad actual en el campo de la óptica integrada es la miniaturización de los dispositivos láser para hacerlos compatibles con la tecnología de láseres de semiconductor y de fibras ópticas. Una propuesta para obtener láseres en miniatura es fabricar guías de onda ópticas con la capacidad de emisión láser, esto es, *láseres de guías de onda ópticas*. Una configuración de guía de onda tiene algunas ventajas sobre una configuración de cristal en volumen, por ejemplo densidades más altas de potencia y ganancia óptica alta por unidad de potencia de bombeo. Estas propiedades hacen posible que los láseres basados en guías de onda exhiban potencialmente eficiencias más altas y potencias umbrales más bajas que los basados en configuraciones de volumen.

En este trabajo se presenta un estudio teórico y experimental de guías ópticas angostas fabricadas por implantación de protones ( $H^+$ ) o iones de carbono ( $C^{2+}$ ) en cristales de Nd:YAG, y su aplicación para el desarrollo de láseres compactos. El estudio abarca el diseño, la fabricación y la caracterización de las guías de onda. Los parámetros utilizados en el proceso de implantación fueron los siguientes: (a) para los protones la energía fue de  $1.0 \text{ MeV}$ , a un ángulo de  $61^\circ$  y una dosis total de  $2 \times 10^{16} \text{ iones/cm}^2$ , y (b) para los iones de carbono la energía fue de  $7 \text{ MeV}$ , a un ángulo de  $8^\circ$  y una dosis total de  $5 \times 10^{14} \text{ iones/cm}^2$ . Para la elaboración de las guías angostas se desarrolló una mascarilla patrón de una aleación de níquel-cobalto. De esta forma se obtuvieron guías ópticas angostas de 10, 15 y  $20 \mu\text{m}$  de ancho,  $10 \text{ mm}$  de longitud y una profundidad entre 4 y  $5 \mu\text{m}$ . La caracterización de las propiedades ópticas de las guías fue realizada por microscopía óptica, se utilizaron sistemas ópticos para medir las pérdidas por propagación y el comportamiento modal. Se efectuaron estudios espectroscópicos por medio de un bombeo óptico para determinar si la implantación de los iones produjo cambios en el espectro de luminiscencia. Finalmente, se determinaron las características principales de la emisión láser en las guías angostas. Se encontró que la emisión presenta una buena eficiencia y una potencia umbral menor que la obtenida en guías planas y en cristales en volumen.

**Palabras clave:** guías de ondas ópticas, implantación de iones, modos de propagación, materiales activos, luminiscencia, emisión láser, eficiencia láser, potencia umbral.

**ABSTRACT** of the thesis presented by **Erick Flores Romero** as a partial requirement to obtain the DOCTOR OF SCIENCE degree in OPTICS with orientation in PHYSICAL OPTICS. Ensenada, Baja California, Mexico. June 2008.

## **STUDY OF ACTIVE OPTICAL WAVEGUIDES OBTAINED BY ION IMPLANTATION IN YAG CRYSTALS**

A currently growing need in the integrated optics field is to miniaturize laser devices to make these compatible with semiconductor lasers and fiber optics technology. An attempt to obtain these miniature lasers is to fabricate optical waveguides with the capability of supporting laser oscillation, that is, *optical waveguide lasers*. An optical waveguide laser presents some advantageous properties over a laser based on a bulk configuration, e.g. higher power densities, high optical gain per unit pump power, and compatibility with semiconductor lasers and fiber optics technology. These properties allow waveguide lasers to exhibit higher slope efficiencies and lower threshold pump powers than those based on bulk configurations.

This thesis presents an experimental and theoretical study of optical channel waveguides fabricated by either proton or carbon implantation in Nd:YAG crystals, and their application to the development of compact lasers. The study comprised the design, the fabrication and the characterization of the channel waveguides. The protons were implanted at energies around 1.0 MeV at an angle of 61° and a total dose of  $2 \times 10^{16}$  ions/cm<sup>2</sup>. The carbon ions were implanted at energies close to 7.0 MeV at an angle of 8° and with a total dose of  $5 \times 10^{14}$  ions/cm<sup>2</sup>. For the channel waveguide fabrication an electroformed mask was used to stop the ions in the regions desired to be without implantation. In this form, channel waveguides of 10, 15 and 20 μm in width, 10 mm length and 4-5 μm deep, were obtained. The waveguides were analyzed by optical microscopy in order to determine their dimensions and a fiber-waveguide coupling setup was used to measure the waveguide transmission as well as the transversal modes with the help of a CCD camera. The luminescence was studied by means of an optical pump to determine any bandwidth broadening produced by the ion implantation. Finally, the main laser characteristics of these channel waveguides were analyzed. The emission presents a good efficiency and a smaller threshold pump power than that obtained in planar waveguides and bulk crystals.

**Keywords:** optical channel waveguides, ion implantation, propagation modes, active materials, luminescence, laser emission, slope laser efficiency, threshold pump power.

*Dedicado a*

*Estefanía y Carmelita,  
Dolores y Vicente,  
Anahí, Brenda y Uziel.*

## Agradecimientos

*Pero cuando se mostró la bondad de Dios nuestro Salvador, y su amor para con los hombres, nos salvó, no por obras de justicia que nosotros hubiéramos hecho, sino por su misericordia, por el lavamiento de la regeneración y por la renovación en el Espíritu Santo, el cual derramó en nosotros abundantemente por Jesucristo nuestro Salvador, para que justificados por su gracia, viniésemos a ser herederos conforme a la esperanza de la vida eterna.*

*Gracias **Dios**, Espíritu infinitamente perfecto, increado, de quien todo lo creado recibe la existencia y la subsistencia.*

*A **Carmelita**, gracias por tu comprensión y apoyo durante el desarrollo de este trabajo. Te amo. A **Estefanía**, por que sin saberlo aún has venido a dar mayor alegría a la vida. Te quiero.*

*A mis padres, **Maria Dolores Romero Moreno** y **Vicente Jacinto Flores Ruiz**. Gracias por todo su apoyo, esfuerzos y sacrificios para que pudiera alcanzar una meta más. Los quiero mucho.*

*A mis hermanos, **Anahí**, **Brenda** y **Uziel**, gracias por su comprensión al no poder estar con ellos personalmente en muchas ocasiones. Recuerden que los quiero a todos y cada uno. Un recuerdo con cariño de mis sobrinos, **Gamaliel** y **Diego**.*

*A mi familia en Ensenada, **Familia González-Ceja**, por su amor y su aceptación como parte de su familia.*

*A mis asesores, Dr. **Heriberto Márquez Becerra** y Dra. **Gloria Verónica Vázquez García**, por su acertada dirección y apoyo para la realización de esta tesis.*

*A los integrantes de mi comité de tesis, Dr. **Raúl Rangel Rojo**, y Dra. **Diana Tentori Santacruz**, por su ayuda, comentarios y sugerencias para la consecución y buen término de este trabajo.*

*Al Dr. **Jorge Rickards** y los técnicos del acelerador Peletrón del Instituto de Física de la UNAM, **Karim López**, **Francisco Jaimes** y **Rebeca Trejo Luna**, por su ayuda durante los implantes de las muestras.*

*Al grupo de óptica integrada del CICESE, **David Salazar**, **Jessica Ángel**, y **Marco Félix**, por su valiosa colaboración.*

*A los técnicos del CICESE: **Gabriel Rendón** del departamento de geología, por su ayuda y disposición en la toma de fotografías; **Eliseo Hernández** del departamento de óptica, por su ayuda en los experimentos de emisión láser; y **José Andrés Carrasco Avendaño** del departamento de tecnomecánica, por la elaboración de distintos portamuestras.*

*A los investigadores, técnicos, y secretarías del departamento de óptica, por su invaluable ayuda para la realización de este trabajo.*

*Al CICESE por el apoyo brindado.*

*Al CONACyT por el apoyo brindado mediante la beca No. 158414.*

## CONTENIDO

	<b>Página</b>
<b>Resumen en español.....</b>	<b>i</b>
<b>Resumen en inglés.....</b>	<b>ii</b>
<b>Dedicatorias.....</b>	<b>iii</b>
<b>Agradecimientos.....</b>	<b>iv</b>
<b>Lista de Figuras.....</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Tablas.....</b>	<b>xvi</b>
<b>Capítulo I. Introducción.....</b>	<b>1</b>
I.1 Antecedentes.....	1
I.2 Objetivos.....	3
I.3 Sinopsis de la tesis.....	4
<b>Capítulo II. Fundamentos teóricos.....</b>	<b>5</b>
II.1 Interacción de la radiación con la materia.....	5
II.1.1 Niveles energéticos.....	5
II.1.2 Transiciones radiantes.....	7
II.1.3 Espectros de absorción y de emisión.....	8
II.1.4 Luminiscencia.....	9
II.1.5 El perfil de línea.....	10
II.1.6 Sección transversal de emisión estimulada.....	13
II.1.7 El efecto láser.....	13
II.2 Implantación de iones.....	26
II.2.1 Frenado de los iones.....	26
II.2.2 Simulación de la implantación.....	28
II.2.3 Efectos de la implantación en los materiales.....	30
II.2.4 Parámetros de implantación y perfil de índice de refracción.....	32
II.3 Guías de onda.....	33
II.3.1 Guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón.....	35
II.3.2 Guía de onda plana de barrera óptica.....	42
II.3.3 Guías de onda angostas.....	47
II.3.4 Acoplamiento de luz a guías de onda.....	49
II.4 Láseres basados en guías de onda.....	54
<b>Capítulo III. El cristal de Nd:YAG: propiedades ópticas y físicas.....</b>	<b>56</b>
III.1 Propiedades ópticas y físicas.....	56
III.2 Niveles energéticos.....	57

## CONTENIDO (continuación)

	<b>Página</b>
III.3 Espectros de absorción.....	60
III.4 Espectros de luminiscencia.....	62
III.5 Emisión láser.....	64
III.5.1 Bombeo óptico.....	64
III.5.2 Líneas principales de emisión láser.....	65
<b>Capítulo IV. Materiales y métodos.....</b>	<b>68</b>
IV.1 Métodos de fabricación de guías angostas por implantación de iones.....	68
IV.2 Diseño del experimento para fabricar guías de onda angostas.....	69
IV.2.1 Diseño de las guías de onda angostas.....	70
IV.2.2 Determinación de los parámetros de implantación.....	73
IV.2.3 La mascarilla para implantación.....	77
IV.2.4 Conclusiones del diseño del experimento.....	80
IV.3 Fabricación de guías de onda angostas por implantación de iones.....	80
IV.4 Métodos para caracterizar guías de onda angostas.....	81
IV.4.1 Microfotografías.....	82
IV.4.2 Modos transversales.....	82
IV.4.3 Transmitancia.....	83
IV.4.4 Pérdidas por propagación a 635 nm.....	84
IV.4.5 Espectroscopia.....	84
IV.4.6 Emisión láser.....	89
IV.4.7 Pérdidas por propagación a 1064 nm.....	93
<b>Capítulo V. Resultados y discusión.....</b>	<b>94</b>
V.1 Implantación.....	94
V.2 Formación de las guías y sus dimensiones.....	96
V.3 Modos transversales.....	99
V.4 Transmitancia.....	100
V.5 Pérdidas por propagación a 635 nm.....	101
V.6 Espectroscopia.....	103
V.6.1 Absorción.....	103
V.6.2 Intensidades relativas de las bandas del espectro de luminiscencia.....	104
V.6.3 Ancho de las bandas del espectro de luminiscencia.....	109
V.6.4 Sección transversal de emisión estimulada.....	114
V.7 Emisión láser en guías de onda angostas: cavidad formada por reflexiones de Fresnel.....	116
V.8 Emisión láser en guías de onda angostas: cavidad formada con espejos dieléctricos.....	118
V.8.1 Espectro de emisión láser.....	118
V.8.2 Curvas de eficiencia láser.....	119
V.8.3 Eficiencia láser.....	120

## CONTENIDO (continuación)

	<b>Página</b>
V.8.4 Potencia umbral para la emisión láser.....	122
V.8.5 Discusión de los resultados de eficiencia y potencia umbral.....	123
V.8.6 Pérdidas por propagación a 1064 <i>nm</i> .....	125
V.8.7 Auto-pulsado.....	126
V.9 Conclusiones del capítulo.....	128
<b>Capítulo VI. Conclusiones.....</b>	<b>129</b>
<b>Referencias.....</b>	<b>137</b>
<b>Apéndice A. Funcionamiento del acelerador de iones <i>Peletrón</i>.....</b>	<b>142</b>
<b>Apéndice B. Reflectancia espectral de los espejos usados en las cavidades láser.....</b>	<b>147</b>
<b>Apéndice C. Publicaciones derivadas de esta tesis.....</b>	<b>148</b>

## LISTA DE FIGURAS

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
1	Diagrama de niveles de energía en un sistema atómico. Se ejemplifican las transiciones entre los niveles: la absorción de energía externa (línea continua) y la pérdida de energía (línea punteada).....	6
2	Esquemas de funcionamiento láser: (a) de 3 niveles, (b) de 4 niveles.....	15
3	Elementos esenciales de un láser.....	17
4	Potencia de salida del láser como función de la reflectividad del espejo de salida.....	19
5	Parámetros típicos de la emisión láser. (a) Espectro de emisión, de éste se obtienen la línea de emisión y el ancho de banda. (b) Gráfica de potencia de salida contra potencia de bombeo (curva de eficiencia láser), de ésta se obtienen la eficiencia láser y la potencia umbral.....	23
6	Comportamiento dinámico de un láser en el régimen de las oscilaciones de relajación. (a) Población del nivel dos. (b) Intensidad de salida.....	25
7	Comparación entre la transferencia de energía para el frenado electrónico (línea punteada) y el nuclear (línea continua) de un ion ligero entrando en un material.....	27
8	Simulación de la implantación de iones en materiales. (a) Esquema para ejemplificar la simulación, el programa SRIM calcula las trayectorias probables para los iones que entran al sustrato (parte derecha del esquema). (b) Ejemplo de una gráfica de la distribución de iones implantados como función de la profundidad en el sustrato.	30
9	Esquema de los cambios en el índice de refracción del cristal de Nd:YAG producidos por la implantación de iones ligeros.....	32
10	Estructuras transversales de guías de onda comunes. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	34

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
11	Estructura general de una guía de onda plana con índice de refracción en escalón. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	35
12	Modos de propagación en una guía de onda plana: de radiación (línea punteada), de radiación del sustrato (línea discontinua), guiados (línea continua). Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	37
13	Amplitud transversal del campo eléctrico (líneas punteadas) y distribución transversal de la intensidad del campo (líneas continuas) para los modos guiados 0, 1 y 2 en una guía de onda plana. La región más oscura representa un índice de refracción mayor.....	42
14	Estructura general de una guía de onda plana de barrera óptica. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	43
15	Técnica de modos oscuros. (a) Esquema de un arreglo experimental usado. (b) Ejemplo de una grafica obtenida con esta técnica. En la guía y el prisma las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	44
16	Ondas viajeras en el modelado de la guía de onda de barrera óptica. La línea continua representa el índice de refracción como función de la profundidad en el sustrato. La dirección del eje vertical se ha elegido con el fin de enfatizar el concepto de barrera óptica.....	45
17	Algunas configuraciones en una conexión fibra óptica-guía de onda que afectan la eficiencia de acoplamiento y esquema de pérdidas de propagación por esparcimiento. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	50
18	Intensidad de la luz guiada, en diferentes puntos en una conexión fibra óptica-guía de onda. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	51
19	Esquema de la distribución transversal de intensidad de los modos que soporta una guía de onda. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	52

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
20	Acoplamiento de luz a una guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción. (a) Interacción de ondas evanescentes. (b) Trayectoria de un haz láser. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	54
21	Niveles energéticos del Nd:YAG (Verdeyen, 1995). (a) Estructura de los <i>estados</i> , se muestran las bandas de absorción usadas para un bombeo óptico. (b) Detalles de los <i>niveles Stark</i> a 300 K, se muestran las transiciones dominantes del espectro de luminiscencia. (c) Niveles Stark a 77 K (valores entre paréntesis).....	58
22	(a) Espectro de absorción típico del Nd <sup>3+</sup> en YAG generado por la transición $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.....	60
23	(a) Espectro de absorción típico del Nd <sup>3+</sup> en YAG generado por la transición $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}; ^4H_{9/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.....	61
24	Espectro de absorción típico del Nd <sup>3+</sup> en YAG generado por las transiciones del estado base ( $^4I_{9/2}$ ) a los estados superiores indicados.....	61
25	(a) Espectro de luminiscencia típico del Nd <sup>3+</sup> en YAG generado por la transición $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.....	63
26	(a) Espectro de luminiscencia típico del Nd <sup>3+</sup> en YAG generado por la transición $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.....	63
27	(a) Espectro de luminiscencia típico del Nd <sup>3+</sup> en YAG generado por la transición $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.....	64
28	Esquemas de bombeo directo e indirecto y líneas principales de emisión láser en el Nd:YAG. Se muestran las transiciones radiantes (líneas continuas) y no radiantes (líneas punteadas) involucradas.....	65

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
29	Espectro típico de emisión láser del Nd:YAG. Obtenido experimentalmente de una guía de onda plana fabricada mediante implantación de protones en cristales de Nd:YAG (Flores Romero <i>et al.</i> , 2004).....	67
30	Métodos de fabricación de guías de onda angostas por implantación de iones: (a) y (b) mascarilla negativa, (c) y (d) mascarilla positiva. En el sustrato las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	69
31	Esquema de la sección transversal de un sustrato con varias guías de onda angostas de barrera óptica de diferente ancho ( $b_i$ ) sobre la misma superficie del sustrato. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	70
32	Imágenes de los resultados obtenidos con el programa <i>Ion Implanted WaveGuides</i> . (a) Definición del perfil de índice de refracción de barrera óptica. (b) Estimación de los índices efectivos a partir del perfil de índice de refracción definido.....	71
33	Aproximación de rayos para una guía de onda plana aplicada a una guía de onda angosta de barrera óptica para determinar el número de modos transversales que soporta. La región encerrada en el rectángulo es la que se considera en el análisis. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.....	72
34	Alcance proyectado promedio de protones y carbono como función del ángulo implantación, para una energía fija.....	73
35	Esquema de las trayectorias posibles para un ion bajo diferentes eventos de colisión. <b>A</b> efecto de canalización, <b>B</b> colisiones aleatorias y <b>C</b> efecto de canalización parcial.....	75
36	Distribuciones de iones implantados en cristales de Nd:YAG, obtenidas con el programa SRIM. (a) Protones a 1.0 MeV de energía implantados a 60°. (b) Carbono a 7.0 MeV de energía implantado a un ángulo de 8°.....	76

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
37	Perfiles de índice de refracción esperados en el eje $x$ para las guías de onda implantadas con protones ( $\Delta n \sim +0.05\%$ en la región de la guía y $\sim -0.27\%$ en la barrera óptica) o carbono ( $\Delta n \sim +0.09\%$ y $-0.65\%$ en guía y barrera, respectivamente).....	76
38	Diseño de la mascarilla para implantación de iones. Las unidades están en <i>micrómetros</i> .....	79
39	Esquema del portamuestras utilizado para mantener la mascarilla (colocada en el recinto $r_m$ ) fija sobre el cristal (colocado en $r_c$ ) durante la implantación de iones. Las unidades están en <i>milímetros</i> ..	79
40	Esquema del arreglo experimental usado para obtener imágenes de los modos transversales de las guías de onda. (a) Láser de semiconductor, (b) fibra óptica, (c) guía de onda, (d) microscopio colector, (e) diafragma, (f) cámara CCD.....	82
41	Fotografía del arreglo experimental usado para obtener la distribución transversal de la intensidad de los modos de las guías de onda. (a) Fibra óptica, (b) sustrato, (c) microscopio colector, (d) cámara CCD, (e) microscopio supervisor.....	83
42	Esquema para mostrar las zonas donde el haz de luz incide sobre el cristal para medir los espectros de absorción.....	84
43	Arreglo experimental usado para obtener los espectros de luminiscencia de las guías de onda y del cristal en volumen. (a) Láser de Ti:zafiro, (b) objetivo 10X, (c) guía de onda, (d) objetivo 20X, (e) diafragma, (f) analizador de espectros.....	85
44	Arreglo experimental usado para obtener oscilación láser en guías de onda angostas.....	90
45	Curva de eficiencia láser de una guía de onda plana fabricada mediante implantación de protones en cristales de Nd:YAG (Flores Romero <i>et al.</i> , 2004).....	93
46	Fotografías de la mascarilla para implantación de iones. (a) Mascarilla completa. (b)-(d) Rendijas de 10, 15 y 20 $\mu m$ de ancho, respectivamente.....	95

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
47	Fotografías de la implantación. (a) Muestra yag8 colocada en la cámara de implantación a un ángulo de 61°. (b) Muestra yag7 colocada a un ángulo de 8°. (c) Área de implantación cubierta por el haz de iones.....	96
48	Micro-fotografías del canto del sustrato de la muestra yag8. Las flechas señalan las barreras ópticas formadas: (a) dos del grupo A, (b) dos del grupo B, y (c) dos del grupo C. Todas las barreras mostradas se localizan en la misma superficie del sustrato.....	97
49	Micro-fotografías del canto del sustrato de la muestra yag7. Las flechas señalan las barreras ópticas formadas: (a) dos del grupo A, (b) dos del grupo B, y (c) dos del grupo C. Todas las barreras mostradas se localizan en la misma superficie del sustrato.....	97
50	Micro-fotografías de la muestra yag7 en las que se aprecian más barreras que en la figura 49. Las flechas señalan las barreras ópticas formadas: (a) cinco del grupo A, (b) cinco del grupo B, y (c) cinco del grupo C. Todas las barreras mostradas se localizan en la misma superficie del sustrato.....	98
51	Imágenes de la distribución transversal de la luz a la salida de las guías de onda, capturadas con una cámara CCD.....	99
52	Transmitancia de guías de onda angostas obtenidas por implantación de iones en cristales de Nd:YAG. (a) <b>Muestra yag8</b> , guías de onda obtenidas por implantación de protones. (b) <b>Muestra yag7</b> , guías de onda obtenidas por implantación de carbono.....	101
53	Espectros de absorción del Nd:YAG en el cristal en volumen y en la región de las guías de onda de las muestras yag7 y yag8.....	104
54	Comparación de los espectros de luminiscencia de guías de onda angostas en Nd:YAG con el del cristal en volumen, <b>muestra yag8</b> . (a), (c) y (e) Una guía de onda del grupo B. (b), (d) y (f) Espectro promedio de las guías de onda del grupo B.....	106

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
55	Comparación de los espectros de luminiscencia de guías de onda angostas en Nd:YAG con el del cristal en volumen, <b>muestra yag7</b> . (a), (c) y (e) Una guía de onda del grupo A. (b), (d) y (f) Espectro promedio de las guías de onda del grupo A.....	108
56	Ejemplo de las aproximaciones realizadas con funciones gaussianas (líneas continuas) a los espectros de luminiscencia (líneas punteadas), <b>muestra yag8</b> . (a), (c) y (e) Espectros de una guía de onda del grupo B. (b), (d) y (f) Espectros “promedio” de las guías de onda del grupo B.....	110
57	Ejemplo de las aproximaciones realizadas con funciones gaussianas (líneas continuas) a los espectros de luminiscencia (líneas punteadas), <b>muestra yag7</b> . (a), (c) y (e) Espectros de una guía de onda del grupo A. (b), (d) y (f) Espectros “promedio” de las guías de onda del grupo A.....	111
58	Valores promedio del cambio en el ancho de banda de los espectros de las guías de onda con respecto al ancho de banda del espectro del cristal en volumen, <b>muestra yag8</b> . (a) Procedimiento 1. (b) Procedimiento 2.....	113
59	Valores promedio del cambio en el ancho de banda de los espectros de las guías de onda con respecto al ancho de banda del espectro del cristal en volumen, <b>muestra yag7</b> . (a) Procedimiento 1. (b) Procedimiento 2.....	114
60	Sección transversal de emisión estimulada para la transición ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , en el cristal en volumen y en las guías de onda. (a) Muestra <b>yag8</b> . (b) Muestra <b>yag7</b> .....	115
61	Características típicas de la emisión láser en guías de onda sin espejos externos. (a) Espectro de emisión. (b) Curva de eficiencia láser.....	117
62	Emisión láser típica en guías de onda angostas de $15 \mu\text{m}$ de ancho con el espejo de salida E20. (a) Cavidad resonante. (b) y (c) Espectros de emisión láser funcionando en una y dos líneas de emisión, respectivamente.....	118

## LISTA DE FIGURAS (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
63	Curvas de eficiencia típicas en láseres basados en guías de onda angostas, para diferentes espejos de salida: (a) E20, (b) E10, (c) E09. En las tres gráficas: guías del grupo A (cuadrados), guías del grupo B (círculos) y guías del grupo C (triángulos).....	119
64	Eficiencia de la emisión láser en guías de onda angostas para diferentes espejos de salida: (a) E20, (b) E10, (c) E09. En las tres gráficas: guías del grupo A (cuadrados), guías del grupo B (círculos) y guías del grupo C (triángulos).....	120
65	Promedio de la eficiencia láser como función del ancho de las guías de onda angostas para los diferentes espejos de salida utilizados.....	121
66	Potencia umbral de bombeo de la emisión láser en guías de onda angostas para diferentes espejos de salida: (a) E20, (b) E10, (c) E09. En las tres gráficas: guías del grupo A (cuadrados), guías del grupo B (círculos) y guías del grupo C (triángulos).....	122
67	Promedio de la potencia umbral de bombeo como función del ancho de las guías de onda angostas para los diferentes espejos de salida utilizados.....	123
68	Comportamiento temporal de la potencia de salida del láser de guía de onda para dos potencias de bombeo, en la cavidad el espejo de salida fue el E20. (a) Trenes de pulsos. (b) Pulsos individuales.....	127
69	Separación entre pulsos como función de la potencia de bombeo absorbida.....	128
70	Esquema del acelerador de iones <i>Peletrón</i> . El flujo del haz de iones va de derecha a izquierda.....	146
71	Reflectancia espectral de los espejos usados para producir emisión láser con tres cavidades formadas por espejos de salida diferentes. HR1, espejo de entrada; E09, E10 y E20 Espejos de salida. Las líneas verticales están localizadas a las longitudes de onda de mayor interés (808 y 1064 nm).....	147

## LISTA DE TABLAS

<b>Tabla</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
I	Características ópticas y físicas del cristal de Nd:YAG (Koechner, 2006).....	57
II	Sección transversal de emisión estimulada de las líneas principales de emisión láser del Nd:YAG.....	66
III	Parámetros de implantación <i>propuestos</i> para fabricar guías de onda superficiales, se anexa el alcance proyectado promedio $R_p$ esperado en cada caso.....	75
IV	Datos introducidos al programa SRIM para simular las condiciones de implantación de la tabla III.....	77
V	Dimensiones esperadas para las guías de onda fabricadas por implantación de protones o carbono en cristales de Nd:YAG*.....	80
VI	Longitudes de onda centrales de las bandas de emisión, de los espectros individuales de las guías de onda, a las que se aproximaron funciones gaussianas.....	88
VII	Parámetros de implantación utilizados para fabricar guías de onda angostas.....	95
VIII	Dimensiones medidas y esperadas de las guías de onda angostas.....	98
IX	Tamaño de la distribución transversal de la luz a la salida de las guías de onda.....	100
X	Pérdidas por propagación a 635 nm en guías de onda angostas obtenidas por implantación de iones.....	101
XI	Eficiencias estimadas del acoplamiento fibra óptica-guía de onda a una longitud de onda de 635 nm.....	102
XII	Valores de la sección transversal de emisión estimulada a 1064 nm en guías de onda angostas.....	116
XIII	Valores de la eficiencia de acoplamiento objetivo-guía de onda, utilizados para calcular la potencia de bombeo absorbida por la guía.....	120

## LISTA DE TABLAS

<b>Tabla</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
XIV	Comparación de las características de la emisión láser en guías de onda obtenidas por implantación de iones en cristales de Nd:YAG...	124
XV	Pérdidas por propagación a 1064 <i>nm</i> en guías de onda angostas, calculadas a partir de la eficiencia láser.....	126

# Capítulo I

---

## Introducción

---

### I.1 Antecedentes

Una necesidad actual en el campo de la óptica integrada es la miniaturización de los dispositivos láser para hacerlos compatibles con la tecnología de fibras ópticas y de láseres de semiconductor. Una propuesta para obtener láseres en miniatura, o láseres de óptica integrada, es fabricar guías de onda ópticas con la capacidad de emisión láser, esto es, *láseres de guía de onda*.

Una guía de onda es una estructura no homogénea para guiar luz y es la unidad básica en óptica integrada. La ventaja principal que tienen las guías de onda activas es que, si las pérdidas por propagación son pequeñas, la geometría de guía de onda permite obtener intensidades más altas que las obtenidas en un cristal en volumen. Esto significa que en las aplicaciones para emisión láser se puede lograr una mayor intensidad de bombeo por unidad de longitud, *i.e.* ganancias ópticas más altas por unidad de potencia de bombeo, lo cual se refleja en una eficiencia mayor y en potencias umbrales más bajas. A este respecto, las guías de onda ópticas fabricadas en cristales dopados con tierras raras tienen un gran potencial para el desarrollo de láseres y amplificadores de óptica integrada.

Existen diferentes técnicas para la fabricación de guías de onda. En general, se pueden clasificar en dos grupos: las que se basan en la modificación del índice de refracción de un material en volumen y las que se basan en la construcción de capas con materiales de índice de refracción diferente. En el primer grupo se encuentran, por ejemplo, el intercambio, la difusión y la implantación de iones (Ramaswamy y Srivastava, 1988; Li *et al.*, 2006;

Marquez *et al.*, 1995; Townsend *et al.*, 1994); en el segundo, el crecimiento de capas por procesos epitaxiales o el depósito por erosión iónica – sputtering – (Yamashiki y Tsuda, 2003; Mackenzie, 2007). Cada una de estas técnicas tiene ventajas y desventajas, algunas desventajas pueden ser que necesiten procesos de alta temperatura, que tengan una capacidad limitada para ajustar el perfil de índice de refracción y que no puedan aplicarse a la mayoría de los materiales.

En este trabajo se utilizó la técnica de implantación de iones. Esta técnica tiene las ventajas de que puede realizarse a temperatura ambiente e inclusive a bajas temperaturas, no presenta problemas secundarios de difusión y provee, hasta cierto punto, un buen grado de ajuste del perfil de índice de refracción para varias aplicaciones (Townsend *et al.*, 1994).

La técnica de implantación de iones ha sido usada ampliamente para la fabricación de guías de onda en diversos materiales (Townsend *et al.*, 1994; Chen *et al.*, 2007), uno de ellos es el  $\text{Nd}_x\text{Y}_{3-x}\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (Nd:YAG). El Nd:YAG es un cristal muy conocido y es uno de los más importantes en el área de láseres. Las longitudes principales de la emisión láser ocurren a 946, 1064 y 1319 nm (*nanómetros*). El cristal ha sido usado para la fabricación de láseres de alta potencia (Yu y Tang, 2002; Lando *et al.*, 2003) y para la generación de luz azul, verde o roja por medio de la generación del segundo armónico de las longitudes principales de la emisión láser, respectivamente (Wallace y Harris, 1969; Smith *et al.*, 1965; Hall y Ferguson, 1994).

El Nd:YAG también fue el primer cristal usado para formar **guías de onda planas** por implantación de iones (Arutunyan y Galoyan, 1986). Estudios más detallados al respecto fueron hechos por Zhang *et al.* (1991) y Field *et al.* (1991b). El primer reporte acerca de la emisión láser en este tipo de guías fue el de Chandler *et al.* (1989); otro reporte fue presentado por Field *et al.* (1991b). Es importante destacar que en estos primeros trabajos el cristal de Nd:YAG fue implantado con iones de helio ( $\text{He}^+$ ). Sin embargo, la gran versatilidad de la técnica de implantación de iones hace posible implantar prácticamente cualquier elemento químico. Por ello, en nuestro grupo de trabajo se ha estudiado la formación de guías de onda planas mediante la implantación de iones de carbono o protones en el Nd:YAG (Vázquez *et al.*, 2003a,b). Incluso, se ha logrado la emisión láser a

1.06 y 1.3  $\mu\text{m}$  en este tipo de estructuras (Domenech *et al.*, 2003, 2005; Flores Romero *et al.*, 2004).

Para aprovechar mejor las propiedades de las guías de onda se considera más útil una configuración de guía angosta o de canal que una de guía plana. Al respecto, se ha reportado la formación de **guías angostas** en el Nd:YAG mediante la implantación de helio o protones (Field *et al.*, 1991b; Moretti *et al.*, 2003; Szachowicz *et al.*, 2007). No obstante, la emisión láser en este tipo de estructuras se ha reportado solamente a 1.06  $\mu\text{m}$  para las guías obtenidas por la implantación de helio (Field *et al.*, 1991a).

Una cuestión importante en la fabricación de guías angostas por implantación de iones es como **acotar las dimensiones de las guías** en la dirección horizontal. Una forma de abordar el problema es utilizar una mascarilla para detener los iones en las regiones donde no se desea modificar las propiedades del material. Field *et al.* (1991a,b) utilizaron una mascarilla de oro de 3  $\mu\text{m}$  de espesor, depositada por microlitografía. Sin embargo el espesor de la mascarilla no fue suficiente para detener los iones de helio. Moretti *et al.* (2003), por su parte, utilizaron una rendija ajustable; esta rendija sí detiene los iones, pero sólo permite la formación de una guía a la vez sobre el mismo sustrato.

En este contexto, podemos comprender el interés en estudiar la formación de guías angostas por implantación de iones diferentes al helio, de encontrar un proceso para la implantación que permita la fabricación de varias guías sobre el mismo sustrato e investigar la aplicación potencial de las guías producidas para el desarrollo de láseres compactos.

## **I.2 Objetivos**

En este trabajo se presenta un estudio teórico-experimental de guías ópticas angostas fabricadas por la implantación de protones o carbono en cristales de Nd:YAG, y su aplicación para el desarrollo de láseres compactos.

El estudio abarca los procesos de diseño, fabricación y caracterización de las guías de onda. Para la fabricación se utilizó una mascarilla electroformada a través de la cual se implantaron los iones. En la caracterización se determinaron los efectos de la implantación en el cristal, tales como la formación de guías de onda ópticas y cambios en el espectro de

luminiscencia en la región de la guías; también se analizaron las propiedades de eficiencia láser y potencia umbral de láseres basados en las guías de onda obtenidas.

### **I.3 Sinopsis de la tesis**

En el capítulo II se presentan los fundamentos teóricos de los fenómenos involucrados en los experimentos realizados. Se describen algunos fenómenos de la interacción de la radiación con la materia como la absorción, luminiscencia y emisión láser; también se describen aspectos de la teoría, simulación y efectos de la implantación de iones en los materiales, en particular sobre el Nd:YAG. El capítulo finaliza con una descripción de las propiedades ópticas de las guías de onda (*e.g.* perfil de índice de refracción, modos guiados, modos transversales, acoplamiento) y las ventajas que presentan para el desarrollo de láseres compactos.

En el capítulo III se describen las características físicas y ópticas del cristal usado para la fabricación de las guías angostas, el Nd:YAG. Se muestran los espectros de absorción y de luminiscencia producidos por las transiciones radiantes más importantes. Se describen los diferentes tipos de bombeo óptico que pueden utilizarse para producir emisión láser y se especifican las líneas principales de emisión láser que se pueden obtener con este cristal.

En el capítulo IV se detallan los materiales y la metodología utilizados para el diseño, fabricación y caracterización de guías de onda angostas obtenidas por la técnica de implantación de iones.

En el capítulo V se presentan los resultados de la fabricación y caracterización de guías angostas así como su aplicación para el desarrollo de láseres compactos. La caracterización incluye las propiedades pasivas: formación, dimensiones, transmitancia y modos transversales; y las propiedades activas: absorción, luminiscencia y emisión láser.

Las conclusiones obtenidas en este trabajo se presentan en el capítulo VI.

Se han añadido tres apéndices. En el A se describe el funcionamiento del acelerador de iones usado para la fabricación de las guías de onda. En el B se presentan los espectros de reflexión de los espejos dieléctricos utilizados para los experimentos de emisión láser. En el C se presenta un listado de las publicaciones derivadas de esta tesis.

# Capítulo II

---

## Fundamentos teóricos

---

Las tres grandes áreas involucradas en el desarrollo de láseres basados en guías de onda fabricadas por implantación de iones son las siguientes: la emisión láser, la implantación de iones en materiales y las propiedades de las guías de onda. Por ello, en este capítulo se presenta una descripción general de los fundamentos teóricos de cada una de estas áreas y se mencionan las bases para el desarrollo de láseres compactos basados en guías de onda. La descripción incluye varios conceptos generales desarrollados en cada área que fueron útiles como marco de referencia para comprender y desarrollar mejor esta tesis.

### II.1 Interacción de la radiación con la materia

Al estudiar la interacción de la radiación con la materia existen dos conceptos básicos que se enuncian, sugeridos por los resultados experimentales: la existencia de niveles discretos de energía y la posibilidad de que ocurran transiciones entre esos niveles (Verdeyen, 1995).

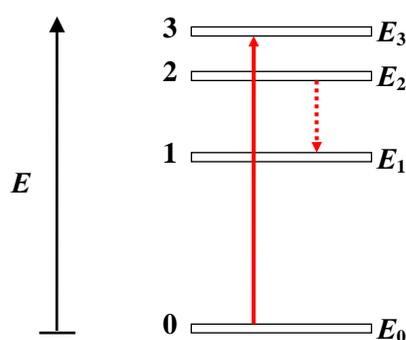
#### II.1.1 Niveles energéticos

*En un sistema atómico existen niveles discretos de energía.* Los niveles pueden corresponder a modos de vibración en una molécula, a las bandas de valencia y de conducción en un semiconductor o a *estados electrónicos* en un átomo o ion. Estos niveles energéticos se representan por medio de diagramas como el de la figura 1, donde cada rectángulo o línea horizontal representa un nivel y la energía aumenta en la dirección vertical.

En el caso de los átomos, una de las descripciones matemáticas más utilizadas para representar su estructura electrónica es el modelo orbital (Custodio y Morgon, 2001). Un orbital es la función que describe un electrón particular en el campo del núcleo y la influencia promedio de los restantes electrones. La superposición de orbitales se representa por las configuraciones electrónicas, que representan la forma en que están distribuidos los electrones entre los distintos orbitales atómicos.

La configuración electrónica determina la energía total del átomo. Esto es, los estados o **niveles de energía** disponibles para el átomo, que son representados en diagramas como el de la figura 1, corresponden a distintas configuraciones electrónicas al interior del átomo. De esta manera, el **estado base** o fundamental de un átomo es la configuración electrónica que presenta la menor energía de éste; un **estado excitado** corresponde a una configuración electrónica del átomo cuya energía es mayor a la del estado base, es decir, un átomo excitado se “encuentra” en un nivel de energía mayor.

Debe notarse, sin embargo que las interacciones al interior del átomo producen diagramas de energía mucho más complejos que el de la figura 1; además, debido a las propiedades de los orbitales, puede ocurrir que varias configuraciones tengan casi la misma energía, si eso sucede se dice que el estado producido es un **estado degenerado**.



**Figura 1.** Diagrama de niveles de energía en un sistema atómico. Se ejemplifican las transiciones entre los niveles: la absorción de energía externa (línea continua) y la pérdida de energía (línea punteada).

## II.1.2 Transiciones radiantes

*Un sistema atómico puede hacer una transición entre dos niveles de energía.* Cuando un material recibe energía externa, ésta es absorbida por la estructura electrónica del material y puede producir **átomos excitados**, *i.e.* producir que el átomo pase de un estado de energía a otro que tenga una energía mayor. Por otro lado, un átomo excitado **decaerá** a un estado de energía menor mediante la pérdida de energía. En la figura 1 se esquematiza un ejemplo de cada tipo de transición: una absorción de energía externa lleva al sistema del estado base al nivel tres, y una pérdida de energía lleva al sistema del nivel dos al uno.

Las transiciones pueden ocurrir entre dos niveles energéticos cualesquiera. Si la excitación y el decaimiento de los átomos ocurren entre niveles separados por la misma energía entonces la energía absorbida será igual a la energía perdida. Sin embargo, si la energía absorbida es suficiente puede provocar la **ionización del átomo**, esto es, al átomo, eléctricamente neutro, se le “arrancan” o transfieren electrones dándole con ello una carga neta que puede ser positiva (catión) o negativa (anión), respectivamente. Los iones, a su vez, tienen niveles de energía asociados y, por lo tanto, puede haber transiciones entre esos niveles que produzcan iones en estados excitados o que los iones excitados decaigan a niveles de energía menor.

La excitación y decaimiento de los átomos o iones puede realizarse mediante procesos radiantes o no radiantes<sup>1</sup>. Einstein identificó tres **procesos radiantes** que afectan la concentración de los átomos que se encuentran en dos niveles energéticos entre los cuales puede haber transiciones, si se colocan dentro de un campo de radiación externo (Verdeyen, 1995). Sean esos niveles, por ejemplo, el uno y el dos de la figura 1:

- **Emisión espontánea.** Los átomos en el nivel dos decaen espontáneamente al uno y al hacerlo agregan su exceso de energía al campo externo en forma de un fotón.
- **Absorción.** Un átomo en el nivel básico absorbe un fotón del campo externo y pasa al nivel tres.

---

<sup>1</sup> Consideramos como proceso radiante aquel en el cual la energía es liberada en forma de ondas electromagnéticas en el rango de frecuencias ópticas. Procesos no radiantes son, por ejemplo, reacciones químicas, vibraciones de la red y colisiones inelásticas con otro átomo.

- **Emisión estimulada.** Proceso inverso a la absorción, un fotón del campo externo, con energía  $h\nu = E_2 - E_1$ , puede forzar o *estimular* al átomo a hacer una transición del nivel dos al uno y con ello emitir un fotón de energía  $h\nu$  y agregarlo al campo, sumándose coherentemente a la intensidad. Este proceso produce un fotón con la misma energía (*i.e.* con la misma frecuencia), fase, estado de polarización y dirección que la del fotón incidente.

La absorción de radiación produce un aumento en la población de átomos en el nivel superior, la emisión (espontánea o estimulada) provoca una disminución en ella. La emisión espontánea es independiente del campo externo y de su intensidad, puede ocurrir aun en ausencia de éste, siempre que el nivel superior esté “poblado”. Por el contrario, la emisión estimulada es proporcional a la intensidad del campo externo, así que en ausencia de éste no habrá aquélla; en el mismo sentido se puede decir que la absorción es una transición estimulada.

### II.1.3 Espectros de absorción y de emisión

Los **procesos radiantes** involucran la absorción o emisión de luz, pero debido a la *cuantización* de los niveles energéticos estos fenómenos ocurrirán sólo a ciertas frecuencias bien definidas y no a todas las frecuencias. Las frecuencias involucradas serán aquellas en las que la energía del fotón sea igual a la diferencia de energía entre los niveles involucrados en la transición, es decir,  $h\nu = \Delta E_{ij}$ , donde  $\nu$  es la frecuencia de la radiación absorbida o emitida y  $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$  es la diferencia de energía entre los niveles  $i$  y  $j$  involucrados en la transición.

El **espectro de absorción** de un material es el conjunto de frecuencias a las que la absorción ocurre cuando se hace incidir sobre el material un haz de luz con un rango amplio de frecuencias. La “probabilidad de absorción” a cada frecuencia es diferente, por tanto, el espectro muestra la intensidad relativa de la luz absorbida a cada frecuencia. En la práctica el espectro se normaliza para que muestre la absorción por unidad de longitud de material a cada frecuencia. El espectro de absorción se utiliza, por ejemplo, para determinar las longitudes de onda de la luz que puede usarse para excitar los átomos en un material.

El **espectro de emisión** de un material es el conjunto de frecuencias de la radiación electromagnética emitida por el material después de ser excitado. Como la “probabilidad de emisión” a cada frecuencia es diferente el espectro muestra la intensidad relativa de la luz emitida en cada frecuencia. Adelantándonos un poco, con el espectro de emisión se determinan las longitudes de onda de la luz que puede amplificarse por emisión estimulada.

#### II.1.4 Luminiscencia

La emisión de luz se produce después de excitar los átomos del material, cuando la excitación de los átomos no se lleva a cabo exclusivamente por altas temperaturas, la emisión producida se conoce como **luminiscencia**, en tal caso, al espectro de emisión se le llama **espectro de luminiscencia**. Un caso particular de la luminiscencia es la **fotoluminiscencia**, que ocurre cuando la excitación de los átomos se produce por la absorción de radiación del espectro visible o ultravioleta<sup>2</sup>.

La fotoluminiscencia incluye la **fluorescencia** y la **fosforescencia**; éstas dependen, respectivamente, de si la transición radiante es permitida o “prohibida” por las reglas de selección. El tipo de transición determina la **vida media** del estado excitado ( $\tau$ ), por lo que la emisión tiene lugar a un tiempo característico después de la absorción de la radiación, *i.e.* vida media de la luminiscencia. Otra forma de definir la vida media de la luminiscencia es como el tiempo al cual la intensidad de la luz emitida decrece a  $1/e$  de su intensidad original después que la fuente de excitación ha sido apagada o retirada. Por convención, los valores típicos de la vida media para la fluorescencia son de  $\tau < 10^{-8} s$  y para la fosforescencia  $\tau > 10^{-8} s$  (Leverenz, 1950). Sin embargo, en algunos casos es difícil establecer una frontera bien definida entre ambos fenómenos.

---

<sup>2</sup> Otras formas de excitación son, por ejemplo: bombardeo con electrones acelerados, la emisión de luz se conoce como *catodoluminiscencia*; irradiación con rayos alfa, beta o gamma, *radioluminiscencia*; una reacción química, *quimioluminiscencia*; energía mecánica, *triboluminiscencia*; energía eléctrica, *electroluminiscencia*; energía biológica, *bioluminiscencia*; ondas sonoras, *sonoluminiscencia*.

### II.1.5 El perfil de línea

El principio de incertidumbre excluye estados de energía absolutamente precisos para un sistema atómico. Si se considera más de un átomo entonces es imperativo reconocer que las energías no están definidas perfectamente. En realidad, un átomo nunca está aislado completamente, se encuentra en movimiento, colisiona con otros átomos, puede estar sujeto a la acción de campos externos; el resultado de esto es que los niveles de energía no son líneas perfectas sino que consisten en una distribución de energías alrededor de cada valor nominal de los niveles energéticos, en otras palabras, los niveles energéticos son en realidad **bandas de energía**<sup>3</sup>. El ancho de cada banda de energía puede ser diferente y puede o no ser simétrico.

Una consecuencia de que los niveles energéticos sean en realidad bandas de energía es que las transiciones radiantes pueden ocurrir de cualquier parte de una banda a cualquier parte de la otra, a las distintas frecuencias posibles; esto causa que la emisión o absorción de luz por los átomos se efectúe en **bandas de frecuencias**. La distribución de frecuencias a las que los fotones pueden ser emitidos espontáneamente es llamada **perfil de línea** y se denota por  $g(\nu)$ .

El perfil de línea es uno de los parámetros más importantes en la descripción de la interacción de las ondas electromagnéticas con los átomos. El producto  $g(\nu)d\nu$  representa la probabilidad de que un fotón emitido espontáneamente tenga su frecuencia en el intervalo  $\nu$  y  $\nu+d\nu$ . De esta manera, el perfil de línea se normaliza con la condición  $\int_0^{\infty} g(\nu)d\nu = 1$ , pues el fotón emitido debe tener una frecuencia; por tanto las unidades de  $g(\nu)$  son las de  $1/\nu$ , es decir, *segundos*.

Aunque la definición anterior para  $g(\nu)$  está hecha en términos de la emisión espontánea también puede hacerse en términos de la absorción o de la emisión estimulada siendo las definiciones equivalentes (Verdeyen, 1995). De esta manera, los espectros de absorción y emisión consisten no en líneas sino en la superposición de los perfiles de línea correspondientes a las frecuencias a las que las transiciones pueden ocurrir. En los casos

---

<sup>3</sup> En adelante, al hablar de niveles energéticos se debe tener en mente que en realidad son bandas de energía.

donde haya más de una transición, la superposición de los perfiles de línea es la que se normaliza a la unidad.

Varios procesos pueden afectar la forma y el ancho del perfil de línea causando un **ensanchamiento**, **asimetría** o un **corrimiento en la frecuencia central**. Es claro que para cualquier transición los anchos de los niveles energéticos afectan el perfil de línea (ensanchamiento natural o por vida media). Otros procesos o mecanismos de ensanchamiento en los gases pueden ser la presión (colisiones) y el efecto Doppler; en los sólidos las vibraciones térmicas de la red, interacciones dipolares, o heterogeneidades locales. Todos estos procesos pueden clasificarse en dos tipos (Koechner, 2006):

- *Ensanchamiento homogéneo*. Un proceso que se aplica a todos los átomos, es decir, cada átomo tiene el mismo perfil de línea y la misma respuesta en frecuencia. Procesos de este tipo son los debidos a la vida media, por presión, por vibraciones térmicas de la red y por interacciones dipolares.
- *Ensanchamiento heterogéneo*. Mecanismo causado por alguna diferencia identificable entre grupos de átomos. Los mecanismos tienden a desplazar las frecuencias centrales de las transiciones en átomos individuales (por lo que átomos diferentes tendrán frecuencias resonantes ligeramente diferentes para la misma transición), el resultado es un ensanchamiento en la respuesta de la colección de átomos pero no en la respuesta de cada átomo. Mecanismos de este tipo son los causados por efecto Doppler y heterogeneidades locales.

***Ensanchamiento natural***. Es un tipo de ensanchamiento homogéneo que tiene su origen en el ancho finito, impuesto por el principio de incertidumbre, de los niveles energéticos de los estados excitados involucrados en la transición. El mismo principio relaciona el ancho de los niveles con la vida media de los átomos en esos estados excitados. Por ejemplo, para distribuciones Lorentzianas de energía en los niveles uno y dos de la figura 1 (con vidas medias  $\tau_1$  y  $\tau_2$ , respectivamente), el ancho espectral mínimo, *i.e.* *ancho natural*  $\Delta\nu_n$ , para el perfil de línea de esa transición está dado por (Verdeyen, 1995):

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (1)$$

***Ensanchamiento por presión.*** Otro tipo de ensanchamiento homogéneo se debe a las “colisiones” con partículas cercanas que afectan las transiciones de una partícula individual. Las “colisiones” deben entenderse como interacciones eléctricas entre partículas (iones y átomos, por ejemplo), las cuales esencialmente perturban sus niveles energéticos.

Existen dos casos límite. El primero ocurre cuando la escala de tiempo de la interacción es menor que la vida media del estado excitado; en este caso las colisiones pueden provocar que el átomo o ion excitado decaiga más rápido, como si la transición tuviera una vida media más corta, la consecuencia es un aumento en el ancho del perfil de línea, ver ecuación (1), que se refleja en perfiles con extremos más extendidos. El otro caso límite sucede cuando la escala de tiempo de la interacción excede la vida media del estado excitado, en ese caso el campo eléctrico generado por las partículas cercanas causará el corrimiento y la descomposición de los niveles energéticos del átomo excitado en varios subniveles (efecto Stark); además, la perturbación dependerá de la distribución de distancias entre el átomo perturbado y sus vecinos, la suma de esas perturbaciones será una distribución de energías para una transición dada, produciendo un ensanchamiento estadístico del perfil de línea.

***Ensanchamiento por vibraciones térmicas de la red.*** Las vibraciones térmicas de la red que rodea los iones activos modula la frecuencia de resonancia de cada átomo a una frecuencia muy alta. Esta frecuencia de modulación representa un mecanismo de acoplamiento entre los átomos y por tanto es homogéneo. Este tipo de ensanchamiento es el responsable del ancho del perfil de línea en los láseres de rubí y de Nd:YAG.

***Ensanchamiento por interacciones dipolares.*** Este ensanchamiento surge de las interacciones entre los campos dipolares eléctricos o magnéticos de átomos vecinos. El ensanchamiento producido por estas interacciones es muy similar al generado por presión, incluyendo un ancho de línea que aumenta cuando se aumenta la densidad de los átomos.

***Ensanchamiento por heterogeneidades locales en la red.*** Los láseres de estado sólido pueden ser afectados por defectos cristalinos, sin embargo esto pasa sólo a bajas temperaturas, donde las vibraciones de la red son pequeñas. La distribución azarosa de los defectos en la red (dislocaciones, esfuerzos) puede causar pequeños corrimientos en los espaciamientos de los niveles de energía y, por tanto, en las frecuencias de las transiciones

de un ion a otro. Estas variaciones no ensanchan la respuesta de un átomo individual, pero causan que átomos distintos tengan frecuencias resonantes ligeramente diferentes. Un buen ejemplo de este tipo de ensanchamiento ocurre en la fluorescencia del vidrio impurificado con neodimio (Nd:glass).

### II.1.6 Sección transversal de emisión estimulada

El análisis del cambio de población en los niveles energéticos causado por procesos radiantes lleva a la identificación de un parámetro importante en la caracterización de una transición, la **sección transversal de emisión estimulada** (Verdeyen, 1995):

$$\sigma(\nu) = \frac{A_{21}c^2}{8\pi\nu^2n^2} g(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 t_{sp}} g(\nu), \quad (2)$$

donde  $g(\nu)$  es el perfil de línea,  $A_{21} = 1/t_{sp}$  es el coeficiente de Einstein para la emisión espontánea,  $t_{sp}$  es la vida media del estado excitado que incluye todas las formas posibles de decaimiento,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío,  $\nu$  es la frecuencia de la luz ( $\lambda = c/\nu$  es la longitud de onda de la luz en el vacío<sup>4</sup>) y  $n$  el índice de refracción del material.

La sección transversal de emisión estimulada puede interpretarse como el área transversal del átomo al flujo de fotones. Si el flujo de fotones es  $\varphi$ , el producto  $\varphi\sigma$  representa el flujo de fotones capturado por el átomo para la emisión estimulada.

### II.1.7 El efecto láser

La palabra láser es el acrónimo en inglés de *light amplification by stimulated emission of radiation*; en español, amplificación de luz por la emisión estimulada de radiación. Este fenómeno óptico es descrito enseguida.

#### II.1.7.1 Amplificación de radiación

La interacción de un material, de longitud  $L$ , con una radiación óptica incidente, de frecuencia  $\nu$ , puede modelarse por una ecuación exponencial que relaciona la intensidad de la señal de salida  $I$  con la intensidad de la señal incidente  $I_0$ , como sigue (Yariv, 1991):

<sup>4</sup> Dada la relación entre la frecuencia y la longitud de onda de la luz los términos se usarán indistintamente, por cada relación aplicable a la frecuencia hay una correspondiente a la longitud de onda, y viceversa.

$$I = I_0 \exp[\gamma(\nu)L], \quad (3)$$

donde  $\gamma(\nu)$  es un coeficiente dado por:

$$\gamma(\nu) = \sigma(\nu) \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right), \quad (4)$$

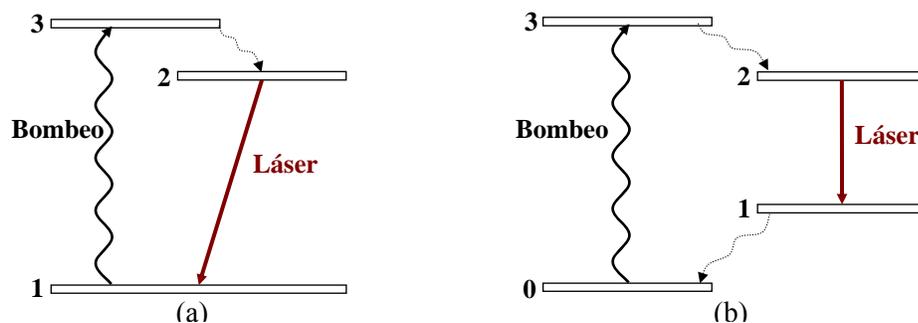
donde  $N_1$  y  $N_2$  son las densidades atómicas de los niveles energéticos uno y dos, respectivamente;  $g_1$  y  $g_2$  representan la degeneración de tales niveles y  $\sigma(\nu)$  es la sección transversal de emisión estimulada.

El signo de  $\gamma(\nu)$  indica la respuesta del medio a la radiación incidente:  $\gamma(\nu) < 0$ , absorción;  $\gamma(\nu) = 0$ , transparencia;  $\gamma(\nu) > 0$ , amplificación. Si se cumple la condición de amplificación entonces a  $\gamma(\nu)$  se le llama **coeficiente de ganancia**, y si la intensidad no cambia las densidades de población de los estados entonces es una ganancia pequeña o *de baja señal* y se denota por  $\gamma_0(\nu)$ . De la ecuación (4), la condición de amplificación implica que las poblaciones de los niveles deben cumplir  $N_2 > N_1 g_2/g_1$ , esta condición se conoce como **inversión de población**. La inversión de población se logra inyectando energía al sistema para excitar los átomos del nivel inferior al superior.

### II.1.7.2 Elementos esenciales de un láser

Al medio que puede estimularse hasta que se produzca una inversión de población, y emitir radiación electromagnética mediante emisión estimulada se le llama **medio activo**; puede ser sólido amorfo, sólido cristalino, líquido, gas o plasma. Un medio activo sólido normalmente se compone de un material dieléctrico (matriz) impurificado con algún elemento de las llamadas tierras raras (ion activo). Las propiedades básicas que caracterizan un medio activo son su espectro de absorción, su espectro de emisión, la vida media de la luminiscencia y la capacidad de amplificación. La última propiedad es el fundamento de los dispositivos ópticos activos tales como láseres, amplificadores y moduladores.

A la inyección de energía para lograr la inversión de población se le llama **bombeo**; puede ser eléctrico, químico, óptico, etc. El **bombeo óptico** se basa en la absorción de luz del material, para utilizarlo, la frecuencia de la luz usada como bombeo  $\nu_b$ , debe cumplir  $h\nu_b = \Delta E$  (con  $\Delta E$  la diferencia de energía entre el estado excitado y el estado base).



**Figura 2.** Esquemas de funcionamiento láser: (a) de 3 niveles, (b) de 4 niveles.

Cuando se utiliza un bombeo óptico se pueden tener distintos esquemas de amplificación o de emisión láser, los más generales y comunes son los láseres de tres y de cuatro niveles, figura 2. Aunque estos esquemas son sólo una aproximación, pues la emisión láser involucra generalmente un gran número de niveles energéticos, son útiles para determinar algunas cuestiones importantes del fenómeno láser.

En el esquema de cuatro niveles las transiciones sucesivas para conseguir la oscilación láser son las siguientes: (i) el bombeo óptico excita átomos del estado base al nivel tres (por tanto,  $h\nu_b = E_3 - E_0$ ); (ii) los átomos decaen del nivel tres al dos por transiciones no radiantes; (iii) los átomos decaen del nivel dos al uno por transiciones radiantes (la amplificación de esta transición es lo que da origen a la emisión láser); (iv) los átomos decaen del nivel uno al estado base por transiciones no radiantes. El ciclo se repite comenzando por el bombeo para mantener la emisión láser. En el esquema de tres niveles solamente ocurren las tres primeras transiciones ( $h\nu_b = E_3 - E_1$ ), ver figura 2.

La diferencia en los esquemas de transiciones tiene repercusiones en el bombeo y en la inversión de población. En el esquema de tres niveles el estado fundamental de los átomos es también el nivel inferior de la transición láser y si no hay bombeo todos, o casi todos, los átomos estarán en ese estado; para lograr la inversión de población se necesitará excitar más de la mitad de los átomos del nivel uno al dos. En contraste, en el esquema de cuatro niveles el nivel inferior de la transición láser no es el estado base del átomo, tendrá una población relativamente pequeña y la inversión de población se logrará llevando pocos átomos al nivel superior de la transición láser.

Para que la amplificación sea eficiente se deben cumplir las siguientes condiciones para la vida media y las energías de los niveles. Relativo a la vida media:  $\tau_{32} \ll \tau_{31}, \tau_{30}$  para que el bombeo sea eficiente,  $\tau_{21} \gg \tau_{32}, \tau_{10}$  para permitir la inversión de población y una amplificación eficiente ( $\tau_{ij}^{-1} = A_{ij}$  es la probabilidad de transición de un átomo en el nivel  $i$  al nivel  $j$ ). Relativo a las energías de los niveles:  $E_3 - E_2 \gg kT$ , para que pocos átomos regresen del nivel dos al tres por efectos térmicos;  $E_1 - E_0 \gg kT$ , lo cual asegura que la población del nivel uno, debida a la distribución de Boltzman y que depende de la temperatura, sea despreciable (Verdeyen, 1995).

Un material que reúna las características anteriores bajo un bombeo óptico es un buen candidato como medio amplificador. Sin embargo para lograr la emisión láser es necesaria una amplificación significativa, para ello se necesitaría un medio activo con una longitud grande para que la ganancia por paso en él fuese significativa. Como con la mayoría de los materiales no se puede obtener una pieza de material con tal longitud, para conseguir una ganancia significativa se recurre a una **cavidad resonante** formada por espejos. Con una cavidad es posible tener la luz oscilando un gran número de veces dentro de ella y producir un efecto equivalente al de aumentar la longitud del medio activo. Regularmente la cavidad se forma con dos espejos con características bien definidas; las más importantes de ellas son el radio de curvatura y el coeficiente de reflexión, *i.e.* la reflectividad.

El **radio de curvatura** de los espejos está relacionado con la **estabilidad de la cavidad**. Un rayo de luz que comience dentro de la cavidad estará siendo reflejado y enfocado cada vez que llegue a uno de los espejos. Si después de atravesar la cavidad un cierto número de veces el rayo de luz regresa a su ubicación y orientación originales el haz de luz queda atrapado y se dice que la cavidad es *estable* (Hecht, 2000). Si, por el contrario, la dirección del rayo ha sido desviada lo suficiente como para que ya no sea reflejado en uno de los espejos entonces el rayo escapa de la cavidad y se dice que ésta es *inestable*. Una cavidad es estable si se cumple la relación siguiente:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1, \quad (5)$$

donde  $g_i = 1 - L/r_i$ ,  $r_1$  y  $r_2$  son los radios de curvatura de los espejos que forman la cavidad y  $L$  es la separación entre ellos. La igualdad en la relación (5) aplica para cavidades

*condicionalmente estables* (como las formadas por espejos planos que deben estar alineados perfectamente).

Por otro lado, la **reflectividad de los espejos** influye en características de la emisión láser tales como potencia umbral, eficiencia, potencia de salida y modos longitudinales. Regularmente se elige el **espejo de entrada** con una reflectividad alta a la longitud de onda de emisión láser ( $R > 99\%$  a  $\lambda_e$ ); además, si se utiliza un bombeo óptico longitudinal (donde el haz de bombeo incidente viaja por el eje óptico de la cavidad), el espejo también ha de tener una transmitancia alta a la longitud de onda de bombeo ( $T \sim 100\%$  a  $\lambda_b$ ). El segundo **espejo, de salida**, se elige con una reflectividad menor a la longitud de onda de emisión ( $R < 99\%$  a  $\lambda_e$ ) y, si el bombeo es longitudinal, con una reflectividad alta a la longitud de onda de excitación. Sin embargo, la selección real de la configuración de la cavidad está supeditada a los requisitos específicos del sistema, es decir, no existe una disposición óptima universal.

En resumen, los elementos esenciales de un láser, esquematizados en la figura 3, son:

- El **medio activo**. Determina la longitud de onda de emisión láser; puede ser sólido amorfo, sólido cristalino, líquido, gas o plasma.
- El **bombeo**. Depende del medio activo y puede ser eléctrico, químico, óptico, etc.
- La **cavidad resonante**. Formada por espejos con características bien definidas en radio de curvatura y reflectividad acordes al sistema particular.



**Figura 3.** Elementos esenciales de un láser.

### II.1.7.3 Reflectividad óptima del espejo de salida

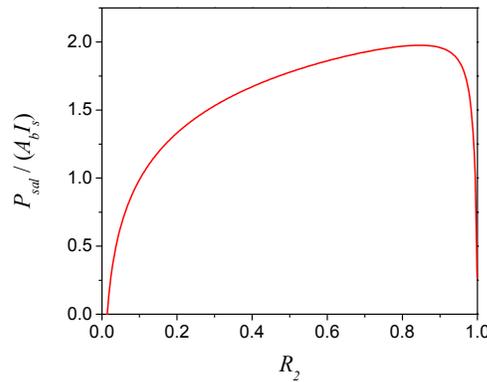
Una parte importante en el diseño de una cavidad resonante es determinar la **reflectividad óptima del espejo de salida** ya que la luz que sale de la cavidad a través de este espejo constituye la salida útil del láser o haz láser. Si la reflectividad es muy pequeña la cavidad tendrá pérdidas mayores que la ganancia y la oscilación láser no será posible, si la reflectividad es muy alta entonces la mayor parte de la intensidad se concentrará dentro de la cavidad y muy poca saldrá de ésta, claramente entre estos dos extremos habrá una reflectividad óptima con la que se obtendrá la mayor intensidad de salida del láser. En el caso de un láser de cuatro niveles formado con una cavidad simple, como la mostrada en la figura 3, la **potencia de salida del láser** tiene la siguiente forma (Svelto, 1998):

$$P_{sal} = A_b I_s \left( \frac{-\ln(R_2)}{2} \right) \left( \frac{P_{bom}}{P_{umb}} - 1 \right), \quad (6)$$

donde  $A_b$  es la sección transversal del haz,  $I_s$  es la intensidad de saturación para un láser de cuatro niveles,  $R_2$  es la reflectividad del espejo de salida,  $P_{bom}$  es la potencia de bombeo y  $P_{umb}$  la potencia umbral.

Un ejemplo de la potencia de salida  $P_{sal}$ , normalizada por  $A_b$  e  $I_s$ , como función de la reflectividad del espejo de salida  $R_2$  se presenta en la figura 4. En ésta es posible apreciar que cuando el espejo de salida tiene una reflectividad baja no hay potencia de salida, esto significa que se debe aumentar la potencia de bombeo para que sea mayor que la potencia umbral. También es posible apreciar que en este ejemplo la reflectividad óptima del espejo de salida, con la cual se obtiene la máxima potencia láser de salida, es de  $R_2 \sim 85\%$ .

La **intensidad de saturación** es una cantidad que relaciona ciertas constantes relativas al medio, tiene las dimensiones de intensidad e indica cuando una onda estimulante es débil o fuerte. La relevancia de la intensidad de saturación se debe a que todos los láseres funcionan con una intensidad que es más o menos igual a ella y por ello es la estimación de primer orden para la intensidad láser dentro de la cavidad. Se pueden dar dos definiciones equivalentes de la intensidad de saturación (Verdeyen, 1995): (1) es la intensidad que acorta a la mitad la vida media del nivel dos, y (2) la intensidad que reduce a la mitad el coeficiente de ganancia.



**Figura 4.** Potencia de salida del láser como función de la reflectividad del espejo de salida.

La primera definición surge del análisis de la población del nivel dos en ausencia o presencia de emisión estimulada. Sea  $I_v$  la intensidad de la emisión estimulada dentro del medio. Cuando no hay emisión estimulada ( $I_v = 0$ ) la población del nivel dos decaerá con una vida media  $\tau_2$ ; al haber emisión estimulada la población del nivel dos decaerá con una vida media igual a  $\tau_2 / (1 + I_v / I_s)$ , donde  $I_s$  es la intensidad de saturación. Claramente, cuando  $I_v = I_s$  la vida media es reducida a la mitad de su valor en ausencia de emisión estimulada. En este caso la intensidad de saturación está dada por:

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma(\nu)\tau_2}, \quad (7)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $\nu$  es la frecuencia de la luz láser,  $\sigma(\nu)$  es la sección transversal de emisión estimulada, y  $\tau_2$  es la vida media total del nivel dos.

Para la segunda definición se analiza la inversión de población ( $N_2 - N_1$ ) y de ahí se llega a que el coeficiente de ganancia para cualquier intensidad  $I_v$  de la emisión estimulada está dada por  $\gamma(\nu) = \gamma_0(\nu) / (1 + I_v / I_s)$ , donde  $\gamma_0(\nu)$  es el coeficiente de ganancia de una señal de potencia baja. Claramente, cuando  $I_v = I_s$  el coeficiente de ganancia se reduce a la mitad de su valor para una señal pequeña ( $I_v \ll I_s$ ). En este caso la intensidad de saturación está dada por:

$$I_s = \frac{hv}{\sigma(v)\tau_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\tau_1}{\tau_2} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{21}}\right)}, \quad (8)$$

donde  $\tau_1$  es la vida media total del nivel uno, y  $\tau_{21}$  es la vida media de la transición del nivel dos al uno.

En caso de que  $\tau_1 \ll \tau_2$  o  $\tau_2 \sim \tau_{21}$  el denominador del segundo cociente en la ecuación (8) es aproximadamente igual a uno y esta ecuación se reduce a la ecuación (7).

La **potencia umbral** es la potencia mínima requerida para que la oscilación láser comience, está dada por la expresión siguiente:

$$P_{umb} = \frac{hv}{\eta} \frac{\delta}{2\sigma\tau} A, \quad (9)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $\nu$  es la frecuencia de la luz de bombeo,  $\eta$  la fracción de fotones absorbidos que contribuyen a la población del nivel dos,  $\sigma$  la sección transversal de emisión estimulada,  $\tau$  la vida media de la fluorescencia,  $A$  el área del medio activo, y  $\delta$  representa las pérdidas totales de la cavidad, dadas por:

$$\delta = 2\alpha_p d - \ln(R_1 R_2), \quad (10)$$

donde  $\alpha_p$  representa las pérdidas por propagación por unidad de longitud de material a la longitud de onda láser,  $d$  es la longitud del medio activo, y  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectividades de los espejos de entrada y de salida, respectivamente.

#### II.1.7.4 Modos longitudinales

La cavidad resonante también influye en la **longitud de onda de emisión láser**  $\lambda_e$ . La onda que se propaga en la cavidad adquiere una configuración de onda estacionaria determinada por la separación entre los espejos ( $L$ ); la cavidad resuena cuando hay un número entero ( $m$ ) de semilongitudes de onda cubriendo la región entre los espejos. La idea es que haya un nodo de la onda en cada espejo, esto ocurre sólo cuando  $L$  es un múltiplo semientero de  $\lambda = \lambda_0/n$  ( $\lambda_0$  es la longitud de onda de la luz en el vacío y  $n$  es el índice de refracción del medio dentro de la cavidad), esto es:

$$L = m \frac{\lambda}{2}. \quad (11)$$

Para cada  $m$  hay una frecuencia  $\nu_m$ , que representa un **modo de oscilación longitudinal de la cavidad**, dada por:

$$\nu_m = \frac{mc}{2nL}. \quad (12)$$

Los modos longitudinales consecutivos están separados por una diferencia constante:

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2nL} = \frac{1}{\tau_{rt}}, \quad (13)$$

que es el rango espectral libre del etalón formado por los espejos y, además, es el recíproco del tiempo que tarda un fotón en un viaje de ida y vuelta en la cavidad ( $\tau_{rt}$ ).

Los modos longitudinales de la cavidad cuyas frecuencias  $\nu_m$  estén dentro de la banda de frecuencias emitida por la transición en el material serán los que se sostengan en la cavidad. Además, como los modos de la cavidad son considerablemente más estrechos en frecuencia que el ancho de banda de la transición atómica espontánea normal, la transición radiante proporciona un rango relativamente ancho de frecuencias entre las cuales la cavidad seleccionará y amplificará sólo ciertas bandas estrechas y, llegado el caso, incluso una sola de tales bandas. Éste es el origen de la alta *monocromaticidad* del láser.

### II.1.7.5 Procesos durante la oscilación láser

Hay cuatro procesos básicos que ocurren durante la generación de un haz láser en un esquema de cuatro niveles:

**Bombeo:** Mediante la absorción del bombeo incidente los átomos son excitados del nivel cero al tres, de allí decaen al nivel dos mediante transiciones no radiantes.

**Emisión espontánea:** los átomos que decaen del nivel dos al uno emiten fotones en un proceso aleatorio, los fotones se desplazan en distintas direcciones y con fases distintas entre sí, la radiación resultante es monocromática pero incoherente (fluorescencia). Si el bombeo se apagara en este momento la intensidad de la radiación generada decaería rápidamente debido a las pérdidas que sufre (por reflexión en los espejos, por ejemplo). Al mantener el bombeo, habrá una competencia entre la ganancia lograda y las pérdidas, mientras las pérdidas sean mayores que la ganancia no se logrará la amplificación y la emisión espontánea continuará produciendo solamente fluorescencia.

**Emisión estimulada:** Un fotón generado por la emisión espontánea estimula a un átomo del nivel dos a emitir un fotón y decaer así al nivel uno. Esta emisión estimulada producirá dos fotones con fase, energía y dirección similares a las del fotón incidente; estos dos fotones a su vez pueden estimular a otros átomos excitados del nivel dos para emitir más fotones, y así sucesivamente. Los fotones cuya dirección sea cercana al eje óptico de la cavidad podrán ser reflejados y participar en la “amplificación” de la intensidad de la luz, ya que por cada fotón que incide sobre un átomo excitado se genera otro fotón (ganancia). Al aumentar la potencia de bombeo la ganancia aumentará, este aumento puede continuar hasta llegar al “umbral” láser, donde la ganancia puede exceder las pérdidas. Tan pronto como la ganancia excede las pérdidas, la potencia de la luz dentro del resonador aumenta rápidamente debido a que la emisión estimulada amplifica la luz fluorescente. El aumento en la potencia provoca la saturación de la ganancia, lo cual hace que la potencia llegue a un estado estable donde la ganancia es igual a las pérdidas del resonador.

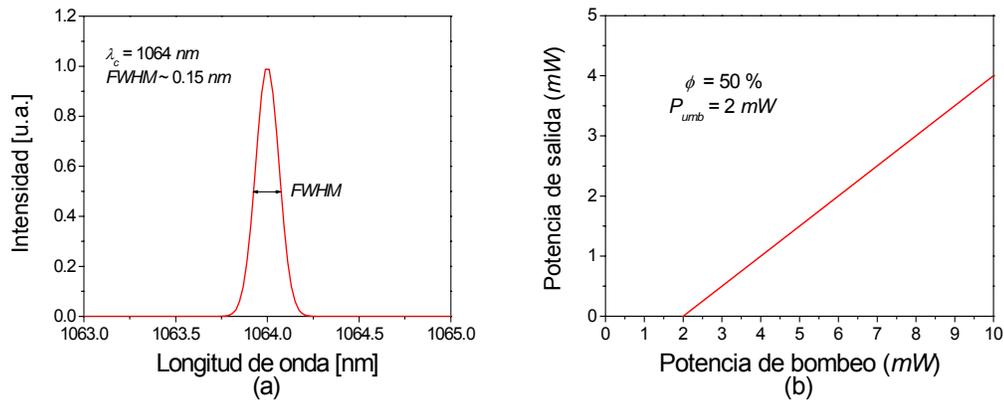
**Absorción:** proceso mediante el cual un átomo en el nivel uno absorbe un fotón generado por emisión espontánea o estimulada y pasa al nivel dos; este proceso compite con el de la emisión estimulada.

Una fracción de la luz que está circulando en la cavidad sale de ella a través del espejo de salida, este haz que sale de la cavidad constituye la salida útil del láser. La emisión estimulada descrita es la raíz de muchas de las características de la luz láser, como son:

- Distribución de frecuencia angosta, produce que el haz sea muy monocromático.
- Haz de salida de gran intensidad, con dispersión angular mínima, muy direccional y gran coherencia espacial.
- La composición de la radiación espontánea e incoherente (ruido) es despreciable.
- Se pueden generar pulsos de muy corta duración y con una potencia alta de salida.

#### **II.1.7.6 Algunos parámetros que caracterizan la oscilación láser**

Algunos parámetros que caracterizan un láser son la línea de emisión, el ancho de banda, la eficiencia de conversión, la potencia umbral, la divergencia del haz y la calidad del modo transversal. En la figura 5 se ejemplifican los primeros cuatro parámetros enunciados, que fueron los analizados en este trabajo.



**Figura 5.** Parámetros típicos de la emisión láser. (a) Espectro de emisión, de éste se obtienen la línea de emisión y el ancho de banda. (b) Gráfica de potencia de salida contra potencia de bombeo (curva de eficiencia láser), de ésta se obtienen la eficiencia láser y la potencia umbral.

La **línea de emisión** es la frecuencia  $\nu_e$  (o longitud de onda  $\lambda_e = c/\nu_e$ ), de la distribución de frecuencias que forman parte de la emisión láser, a la cual se tiene la intensidad máxima de salida. Está determinada por el medio activo y por la cavidad.

El **ancho de banda** es el ancho espectral de la banda de frecuencias de la emisión láser, regularmente se toma el valor del ancho total de la banda a la mitad de la intensidad máxima (*full width at half maximum*, *FWHM*).

La eficiencia de conversión o **eficiencia láser**  $\phi$  es la cantidad de potencia de bombeo que es convertida a potencia de salida a partir de que la oscilación láser comienza; otra forma de definirla es como la pendiente del régimen lineal de la curva de potencia de salida contra potencia de bombeo, a partir de que la oscilación láser comienza.

La **potencia umbral**  $P_{umb}$ , es la potencia de bombeo mínima requerida para el inicio de la oscilación láser; en otras palabras, a la potencia umbral de bombeo el coeficiente de ganancia de baja señal iguala las pérdidas de la cavidad.

### II.1.7.7 Comportamiento dinámico de la emisión láser

El **comportamiento dinámico** de un láser está determinado principalmente por la interacción de la luz en la cavidad con el medio activo. Esencialmente, la potencia del láser

dentro de la cavidad puede crecer o decaer exponencialmente de acuerdo a la diferencia entre la ganancia y las pérdidas de la cavidad, en tanto, la tasa de cambio de la ganancia está determinada por la emisión espontánea y la estimulada.

En tiempos lejanos al inicio del bombeo, los láseres pueden funcionar en **modo continuo** (cw, por *continuous wave*) o **pulsado**. Las propiedades de los láseres para uno u otro modo de funcionamiento se describen de manera diferente. Para el modo continuo se utiliza usualmente la **potencia promedio**,  $P_{av}$ . Para el modo pulsado, además de la potencia promedio, se utiliza la **potencia pico**  $P_{pico}$ , la **energía por pulso**  $E_{pulso}$ , la **velocidad de repetición**  $R_{rep}$  y la **duración del pulso**  $t_{pulso}$ ; relacionadas como sigue (Kuhn, 1998):

$$P_{av} = E_{pulso} \cdot R_{rep}, \quad (14)$$

$$P_{pico} = \frac{E_{pulso}}{t_{pulso}}. \quad (15)$$

Otras cantidades útiles son la **densidad de energía promedio** (energía por unidad de área,  $J/cm^2$ ), la **densidad de potencia promedio** (potencia promedio por unidad de área,  $W/cm^2$ ) y la **densidad de potencia pico** (potencia pico por unidad de área,  $W/cm^2$ ).

En escalas de tiempo inmediatamente después del inicio del bombeo ocurren otros procesos dinámicos en los láseres, quizá el ejemplo más simple es un proceso llamado **oscilaciones de relajación** (Yariv, 1991). Considere un material láser en el instante inmediatamente posterior al inicio del bombeo. Inicialmente hay un flujo insignificante de fotones dentro de la cavidad y una población insignificante de átomos excitados en el estado dos. La activación del bombeo causa un aumento lineal del número de átomos excitados en el nivel dos. En algún tiempo la población del nivel dos supera la del uno y la oscilación láser es posible. Sin embargo, ya que el flujo de fotones en la cavidad es insignificante, no habrá emisión estimulada en la cavidad que disminuya la inversión de población, por lo que la población del nivel dos será mucho mayor que la población en la condición de umbral. La inversión de población grande significa que la ganancia en la cavidad es extremadamente alta, así que el flujo de fotones en la cavidad comienza a crecer rápidamente; de hecho, crece más rápido de lo que es posible en la condición de estabilidad. Este aumento hace que la población del nivel dos disminuya drásticamente hasta que la tasa de disminución es mayor que la tasa de bombeo, entonces la población del

nivel dos será menor que la población en la condición de umbral. Cuando esto pasa, la ganancia en la cavidad es menor que las pérdidas y la oscilación láser existente en la cavidad disminuye rápidamente. Sin embargo, la disminución de la densidad de fotones en la cavidad permitirá un nuevo aumento en la población del nivel dos y el proceso vuelve a repetirse. El resultado es una serie de oscilaciones en la potencia de salida, las cuales van relajándose hasta que la potencia se estabiliza, es decir, se generan oscilaciones de relajación, figura 6.

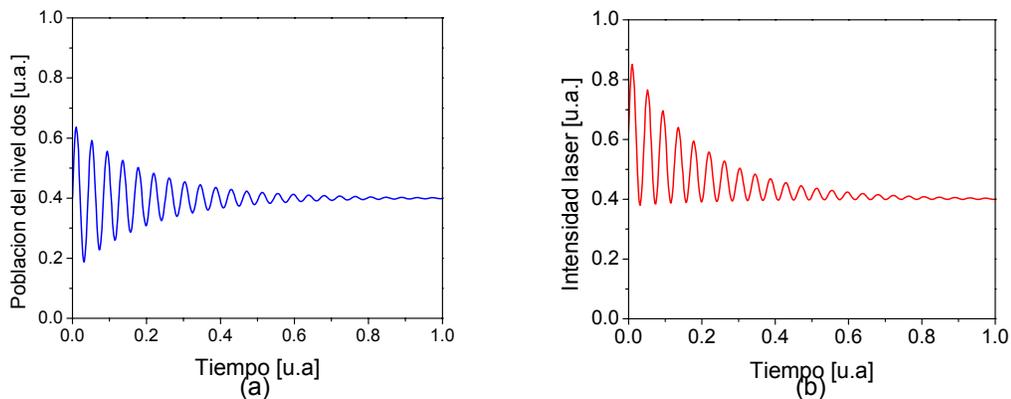
La **frecuencia de las oscilaciones de relajación** para un sistema láser de cuatro niveles depende de la tasa de bombeo  $r = P_{bom}/P_{umb}$  (donde  $P_{bom}$  es la potencia de bombeo y  $P_{umb}$  es la potencia umbral de bombeo), de la vida media del nivel dos  $\tau_2$ , y de la vida media del fotón en la cavidad  $\tau_{cav}$ , como sigue:

$$\omega_m = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(r-1) \frac{1}{\tau_{cav}\tau_2} - \left(\frac{r}{2\tau_2}\right)^2}. \quad (16)$$

La vida media del fotón en la cavidad está dada por:

$$\tau_{cav} = \frac{2nL}{c\delta}, \quad (17)$$

donde  $L$  es la longitud de la cavidad,  $n$  el índice de refracción del medio dentro de la cavidad,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $\delta$  las pérdidas totales de la cavidad, dadas por la ecuación (10).



**Figura 6.** Comportamiento dinámico de un láser en el régimen de las oscilaciones de relajación. (a) Población del nivel dos. (b) Intensidad de salida.

## II.2 Implantación de iones

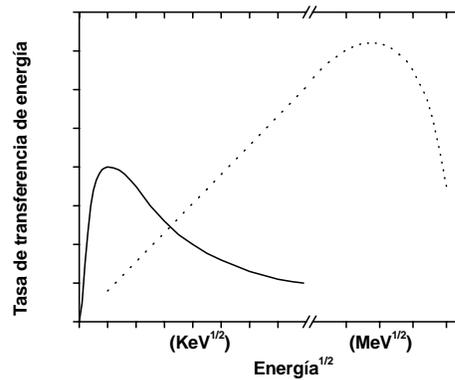
La implantación de iones consiste en implantar iones en sólidos con el propósito de cambiar o investigar las propiedades de estos. En el proceso, los iones a implantar se aceleran y hacen incidir sobre el sustrato; al llegar a la superficie del sustrato, los iones, con energías típicas de cientos de *kilo-electrón-volts* (*keV*), atraviesan cientos de capas atómicas superficiales y van siendo frenados hasta que son detenidos.

En una implantación podemos distinguir tres grupos de procesos: la aceleración de los iones, lo que le ocurre a los iones desde el momento en que inciden sobre el sustrato (mecanismos de frenado de los iones) y lo que le ocurre al sustrato desde el momento en que los iones entran al material (efectos de la implantación). La aceleración de los iones y la dirección y enfoque del haz de iones hacia el sustrato se realiza por medio de sistemas electromagnéticos, *i.e.* un *acelerador de iones*, en el apéndice A se describe brevemente el funcionamiento de un acelerador de iones; en las siguientes secciones revisaremos los otros dos grupos de procesos y los principios básicos para simular algunos de los efectos de la implantación sobre los iones y el sustrato.

### II.2.1 Frenado de los iones

Dos procesos principales frenan los iones dentro del sustrato: excitación electrónica y colisiones nucleares. La tasa de transferencia energética en cada uno de estos procesos depende de la energía del ion incidente y de la carga nuclear y la masa del proyectil ( $Z_1, M_1$ ) y del átomo blanco ( $Z_2, M_2$ ). La importancia relativa de estos dos mecanismos como función de la energía del ion se puede apreciar en la figura 7, en ella se observa que el frenado nuclear es dominante a energías bajas y que el frenado debido a la excitación electrónica (frenado electrónico) lo es a energías altas.

Cuando un ion con energía inicial de *mega-electrón-volts* (*MeV*) incide en la superficie del sustrato, el mecanismo principal de frenado es la energía de excitación electrónica (>90% de pérdidas energéticas); el ion penetra a una profundidad del orden de unas cuantas micras hasta que su energía es del orden de *kilo-electrón-volts* (*keV*), entonces comienzan a predominar las colisiones nucleares entre el ion y la red de átomos del sólido, las cuales



**Figura 7.** Comparación entre la transferencia de energía para el frenado electrónico (línea punteada) y el nuclear (línea continua) de un ion ligero entrando en un material.

ocurren hasta que el ion es detenido. Las colisiones nucleares generadas a esta profundidad tienden a desplazar los iones y llevan a una rarefacción (daño de radiación). El término daño de radiación se tomó de la física del estado sólido para referirse a alteraciones en la estructura del sustrato producidas por la implantación.

Los procesos de frenado durante la implantación han sido estudiados por varios autores, por ejemplo Lindhard y Scharff (1961) y Brandt y Kitagawa (1982); una revisión de los fundamentos teóricos y las aplicaciones de la implantación se esboza a continuación (Townsend *et al.*, 1994).

Las pérdidas de energía de una partícula que se mueve en un medio se definen como:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = NS_t(E), \quad (18)$$

a  $S_t(E)$  se le llama **poder de frenado** total y  $N$  es la densidad de átomos blanco por unidad de volumen. En virtud de los procesos involucrados en el frenado, y suponiendo que sean independientes, las pérdidas energéticas se pueden cuantificar de la siguiente manera:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuclear} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{electronica} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{otras}. \quad (19)$$

La longitud media de la trayectoria seguida por los iones dentro del material antes de llegar al reposo,  $R(E)$ , se puede estimar de la siguiente forma:

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total}}. \quad (20)$$

En principio, a partir de funciones establecidas para  $dE/dx$  es posible calcular la longitud de la trayectoria total para un ion y blanco dados. Sin embargo, debido a la dispersión que sufre el ion, el **alcance proyectado promedio**  $R_p(E)$ , *i.e.* la profundidad que alcanzan los iones (normal a la superficie), es menor que  $R(E)$  por un factor que depende de la trayectoria media, ángulos de dispersión y, por tanto, de la trayectoria específica para un solo ion. Las fluctuaciones estadísticas en el mecanismo de frenado presente aumentarán la longitud media  $R(E)$  y contribuirán a la dispersión longitudinal  $\Delta R_p$ . El grado de dispersión aumentará con la profundidad en el blanco y es una función de la razón  $M_2/M_1$ .

El efecto de la dispersión es una distribución de iones que es aproximadamente gaussiana. Para implantes de baja energía en un sustrato de densidad atómica  $N$ , con una dosis de iones incidentes  $\varphi$  (*iones/cm<sup>2</sup>*), la **concentración de los iones** con respecto a la profundidad,  $x$ , está caracterizada por  $R_p$  y  $\Delta R_p$  como (Townsend *et al.*, 1994):

$$C(x) = \frac{\varphi}{(2\pi)^{1/2} N \Delta R_p} \exp\left[ \frac{-(x - R_p)^2}{2\pi \Delta R_p^2} \right]. \quad (21)$$

Además de esto, como resultado de las múltiples colisiones, los iones serán desviados de su dirección original y serán dispersados lateralmente una distancia  $R_{\perp}$ . De cálculos iniciales para la dispersión de los iones a lo largo de la dirección del alcance proyectado y lateral se infiere que para átomos blanco ligeros, con respecto a la masa de los iones incidentes, la dispersión para el rango lateral y el proyectado son similares, pero para átomos blanco pesados existe una tasa de aumento mayor en la dispersión lateral.

## II.2.2 Simulación de la implantación

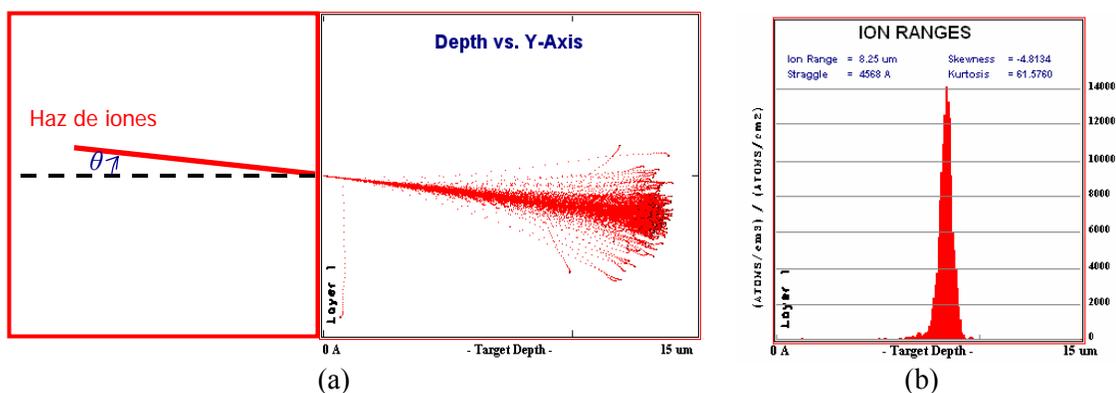
La implantación iónica es un método excelente para modificar las propiedades superficiales de los materiales ya que ofrece un adecuado control de la composición de impurezas y la modificación estructural a cualquier temperatura. Para estas aplicaciones es indispensable controlar la *distribución final de los iones implantados*; igualmente necesario es conocer los *efectos de la implantación en el material*. Hay dos caminos posibles para conseguir esos

objetivos (Hernández Mangas, 2000), (i) a través del análisis experimental de los perfiles de la implantación (**caracterización**), y (ii) mediante modelos matemáticos de naturaleza predictiva que actualmente pasan forzosamente por la computación (**simulación de la implantación**).

Las metodologías usadas en el cálculo de perfiles de concentración de iones por computadora se pueden clasificar en tres categorías, dependiendo de la técnica de simulación empleada (Hernández Mangas, 2000): *ecuación de transporte de Boltzman*, *dinámica molecular* y *aproximación de colisiones binarias*. La primera es muy básica y sólo funciona, aunque no muy bien, para materiales amorfos. La dinámica molecular es de gran exactitud, pero debido al tiempo de cálculo requerido es imposible aplicarla a sistemas con un gran número de partículas y con las energías utilizadas en la implantación. La aproximación de colisiones binarias no es tan exacta, pero el modelado de la trayectoria del ion en el material mediante colisiones sucesivas del mismo con un número muy reducido de átomos del blanco no es tan costoso en tiempo de cálculo y sus resultados son adecuadamente útiles.

Varios autores han desarrollado diversos programas de computadora para simular la implantación de iones con el fin de obtener los perfiles de concentración de iones y los efectos en el sustrato (ionización, vacantes, intersticiales, daño de radiación, etc.). Algunos de esos programas son los siguientes: TRIM (SRIM), MARLOWE, UC-MARLOWE, UVA-MARLOWE, REED.

El programa **SRIM** (*Stopping and Range of Ions in Matter*), desarrollado por Ziegler (1999), es la versión actualizada del TRIM (*TRansport of Ions in Matter*), un conjunto de programas que calculan el poder de frenado y el alcance de los iones (10 eV – 2 GeV/uma) en la materia usando un tratamiento completamente cuántico para las colisiones ion-átomo. El cálculo se hace eficiente mediante el uso de algoritmos estadísticos que permiten al ion hacer saltos entre las colisiones calculadas y entonces promediar los resultados de las colisiones sobre el espacio. Se considera que la colisión entre el ion y el átomo es una interacción de Coulomb apantallada que incluye interacciones de intercambio y correlación entre las nubes electrónicas traslapadas. El estado de carga del ion se describe usando el concepto de carga efectiva, que involucra un estado de carga dependiente de la velocidad y



**Figura 8.** Simulación de la implantación de iones en materiales. (a) Esquema para ejemplificar la simulación, el programa SRIM calcula las trayectorias probables para los iones que entran al sustrato (parte derecha del esquema). (b) Ejemplo de una gráfica de la distribución de iones implantados como función de la profundidad en el sustrato.

un apantallamiento de rango amplio debido a la nube de electrones del material blanco.

Con el programa se puede obtener información acerca de la implantación en sustratos formados hasta por ocho capas, cada una compuesta con diferentes materiales, y es posible calcular la distribución final de iones y los fenómenos cinéticos asociados con la pérdida de energía del ion: daño del sustrato, bombardeo iónico, ionización y producción de fonones.

Aunque el programa presenta algunas limitaciones (en una corrida los parámetros se pueden seleccionar sólo una vez y si se modifican la simulación comienza nuevamente, *i.e.* no se puede realizar la simulación de varios implantes con diferentes condiciones) se ha encontrado que sus resultados son útiles para predecir algunos efectos de la implantación, en particular en lo que se refiere al alcance proyectado promedio (Flores Romero, 2003). En la figura 8 se muestra un esquema de la implantación de iones y ejemplos de imágenes que pueden obtenerse con el programa SRIM.

### II.2.3 Efectos de la implantación en los materiales

Las propiedades físicas de los materiales dieléctricos que son más afectadas por la implantación de iones son las ópticas. Las colisiones nucleares generan una rarefacción y causan modificaciones en el índice de refracción, cambio de densidad, cambio de fase o formación de compuestos. Estos cambios se producen en una zona limitada del sustrato

dando lugar a regiones con grandes diferencias en el mismo material. Al estudiar estos cambios se ha podido comprobar que la implantación de iones es una herramienta poderosa en la formación de guías de onda ópticas en condiciones controladas, formación de capas en vidrios con propiedades ópticas no lineales y capas antirreflectoras controladas (Townsend *et al.*, 1994).

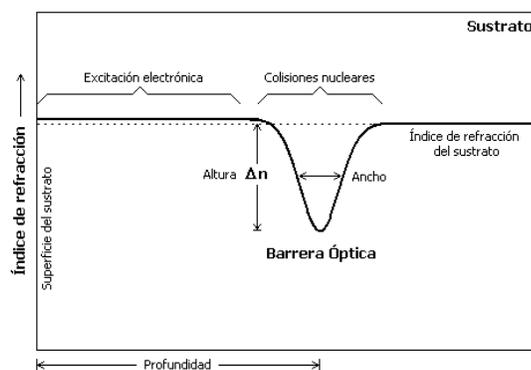
El efecto dominante de la implantación de iones sobre el índice de refracción se debe usualmente al desorden parcial de la red producido por las colisiones nucleares. Esto lleva invariablemente a una disminución de la densidad física y, de ahí, a una disminución del índice de refracción (Townsend *et al.*, 1994). Sin embargo, el resultado final en cada caso es mucho más complejo ya que el cambio en el índice de refracción depende de otros factores. Una forma de calcularlo es aplicando la adaptación que Wei *et al.* (1974) hicieron de la ecuación de Lorentz-Lorenz, ésta da el siguiente resultado para el cambio en el índice de refracción (Townsend *et al.*, 1994):

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left[ -\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + F \right], \quad (22)$$

donde  $\Delta V$  es la expansión volumétrica,  $\Delta \alpha$  es el cambio en la polarizabilidad y  $F$  representa factores estructurales. Generalmente el término negativo  $\Delta V$  domina, originando una disminución en el índice de refracción de la región implantada. Sin embargo, debe anotarse que al reestructurarse la red se producen cambios en los enlaces químicos y, por tanto, cambios en la polarizabilidad  $\Delta \alpha$ ; además, otras contribuciones como el esfuerzo y la difusión atómica y de defectos pueden producir pequeños cambios incluso en la región de excitación electrónica.

De esta manera, experimentalmente se ha encontrado que en algunos **materiales amorfos** se produce un *aumento del índice de refracción* en las regiones de excitación electrónica y de colisiones nucleares (Townsend *et al.*, 1994), esto genera guías de onda con perfiles de índice de refracción muy similares a los de las guías obtenidas por difusión o intercambio iónico: un perfil gaussiano superficial o ligeramente sumergido (Bayly y Townsend, 1973; Márquez *et al.*, 1995; Webb y Townsend, 1976).

Por otro lado, en los **materiales cristalinos** generalmente se presenta una *disminución del índice de refracción* en la región de colisiones nucleares, esto se debe a que el término



**Figura 9.** Esquema de los cambios en el índice de refracción del cristal de Nd:YAG producidos por la implantación de iones ligeros.

negativo de  $\Delta V$  domina y da lugar a un valor  $\Delta n$  negativo en esa región, el cual puede extenderse a la superficie debido a defectos puntuales aislados. La disminución en el índice de refracción es resultado de la disminución en la densidad física del cristal causada por el desorden o daño producido por las colisiones nucleares durante la implantación; por sus aplicaciones, la región donde disminuye el índice de refracción recibe el nombre de **barrera óptica**. Sin embargo, además de la formación de una barrera óptica, se ha encontrado que la implantación de iones ligeros en algunos materiales (el Nd:YAG, por ejemplo) puede producir un aumento en el índice de refracción en la región de excitación electrónica (Townsend *et al.*, 1994). En la figura 9 se esquematizan los cambios en el índice de refracción del cristal de Nd:YAG producidos por la implantación de iones ligeros.

Sumado a lo anterior, el **daño electrónico** (ionización) provoca principalmente centros de color que implican pérdidas por absorción; sin embargo, éstos pueden eliminarse fácilmente con un tratamiento térmico (Townsend *et al.*, 1994).

#### II.2.4 Parámetros de implantación y perfil de índice de refracción

Para realizar una implantación se debe elegir el **sustrato**, el **tipo de iones** a implantar, la **energía** de estos al incidir sobre la superficie del cristal ( $E$ , regularmente medida en unidades de *electrón-volts*,  $eV$ ), la **dosis** de iones a implantar ( $iones/cm^2$ ) y el **ángulo de implantación** ( $\theta$ , ángulo agudo formado por el haz de iones y la normal a la superficie del sustrato, ver figura 8(a)).

Las características del perfil de concentración de los iones implantados y del perfil de índice de refracción generado dependen de los parámetros de la implantación. En el primer caso, por ejemplo, el **alcance proyectado promedio** depende del tipo de iones, de su energía y del ángulo de implantación,  $R_p = R_p(E, \theta)$ . En el segundo caso, la formación de una barrera óptica y sus características (altura, ancho y profundidad) dependen de los parámetros de la siguiente manera. La **altura de la barrera**, que se refiere al cambio máximo del índice de refracción  $\Delta n$  en la región de colisiones nucleares, depende del tipo de ion y de la dosis de iones implantados. El **ancho de la barrera**, que representa aproximadamente el espesor donde se produce la disminución del índice de refracción, depende del tipo de ion, del ángulo de implantación y de la estabilidad de los defectos estructurales del sustrato (para producir una barrera óptica más ancha se pueden utilizar varios implantes a diferentes energías o ángulos). La **profundidad de la barrera**, que es la distancia desde la superficie a la que se forma la barrera óptica, está directamente relacionada con el *alcance proyectado promedio* de los iones y depende, por tanto, del tipo de ion, de la energía y del ángulo de implantación; en general a mayor energía mayor profundidad, a mayor ángulo menor profundidad (Flores Romero, 2003).

## II.3 Guías de onda

Una **guía de onda** es una estructura no homogénea para guiar luz, esto es, restringe la región espacial en la cual la luz puede propagarse. Aunque el guiado de la luz puede lograrse de diferentes formas<sup>5</sup>, las guías ópticas más comunes son las **guías dieléctricas**<sup>6</sup>; éstas están compuestas generalmente de un núcleo de material cuyo índice de refracción es mayor que el del medio que lo rodea; algunas geometrías y configuraciones de este tipo de guías se esquematizan en la figura 10.

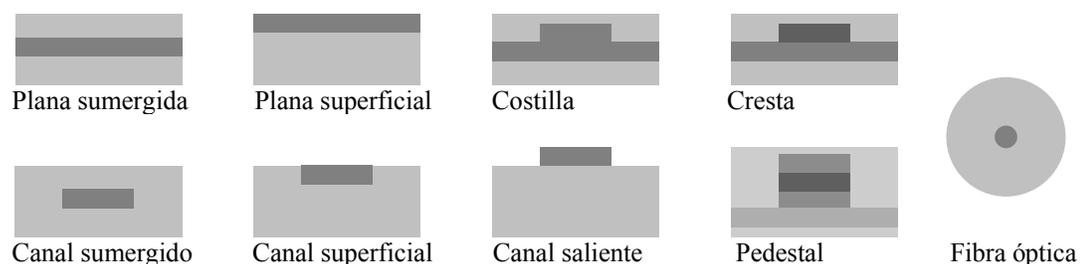
La guía plana es la estructura más simple, está compuesta por tres medios sobrepuestos cuyo índice de refracción es diferente; la guía de onda más usada es la fibra óptica, que es cilíndrica; la guía angosta o de canal<sup>7</sup> es la unidad básica en el área de óptica integrada.

---

<sup>5</sup> Diferencias en el índice de refracción o en la ganancia, reflexiones en superficies metálicas, etc.

<sup>6</sup> Estas guías son las estudiadas en este trabajo.

<sup>7</sup> En lo sucesivo las expresiones “guía angosta” y “guía de canal” se usarán de forma equivalente.



**Figura 10.** Estructuras transversales de guías de onda comunes. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

Aunque en la mayoría de las aplicaciones de las guías de onda es necesario usar guías de canal, las guías de onda planas son útiles porque con ellas es posible obtener información valiosa acerca del comportamiento general de la guía y del proceso de fabricación; esto se debe a que es relativamente fácil acoplar la luz a una guía plana.

El perfil transversal del índice de refracción de una guía puede tener variaciones abruptas o graduales, en el primer caso se habla de un perfil en forma de escalón mientras que en el segundo se dice que es un perfil gradual o graduado.

Una descripción completa de la propagación de la luz en las guías de onda se obtiene al resolver las **ecuaciones de Maxwell** correspondientes. Para esto habitualmente es necesario resolver un problema de valores propios, al hacerlo se obtienen los valores propios y las funciones propias correspondientes a la propagación de la luz en la guía. Los valores propios están relacionados con las constantes de propagación, *i.e.* con los índices de refracción efectivos propios de los modos de propagación. Las funciones propias nos darán las distribuciones de campo de los modos de propagación.

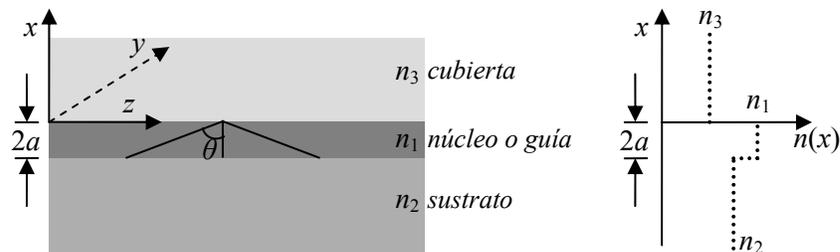
No obstante, en algunos casos el problema de valores propios puede obtenerse con un tratamiento matemático más sencillo, dado por la **óptica geométrica**. Ésta describe la propagación de la luz definiendo a los “rayos” como las líneas que cruzan perpendicularmente las superficies de fase constante del campo de luz; considera que un rayo de luz viaja en línea recta al propagarse dentro de un medio homogéneo; y hace uso de las leyes de Snell y de Fresnel para la reflexión y la transmisión de un rayo en la interfase entre dos medios con índice de refracción diferente.

En las secciones siguientes se esboza la aplicación de ambos métodos al estudio de dos tipos de guías planas dieléctricas. Se introducirán los conceptos de modos y constantes de propagación, índices de refracción efectivos, distribuciones de campo y su relación con las características de la guía y de la luz guiada.

### II.3.1 Guía de onda plana con índice de refracción en forma de escalón

La estructura general de una guía de onda plana con índice de refracción en escalón se muestra en la figura 11. Si  $n_2 = n_3$  entonces se dice que la guía de onda es simétrica, en caso contrario se habla de una guía asimétrica. La cubierta puede ser aire,  $n_3 = 1$ , y se tendría una guía plana superficial, figura 10. Sin perder generalidad, la condición de que el núcleo tenga un índice de refracción mayor que el de sus alrededores puede escribirse como:

$$n_1 > n_2 \geq n_3. \quad (23)$$



**Figura 11.** Estructura general de una guía de onda plana con índice de refracción en escalón. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

#### II.3.1.1 Aproximación de la óptica geométrica

El confinamiento de la luz en guías dieléctricas ocurre cuando se cumplen las siguientes dos condiciones: la reflexión total interna y la condición de resonancia transversal.

La **reflexión total interna** consiste en que, cuando el ángulo de incidencia en la interfase es mayor que un ángulo crítico, la luz que viaja en un medio homogéneo es reflejada totalmente en la interfase de éste con un medio de índice de refracción menor. En una guía de onda plana ésta condición debe cumplirse en ambas interfases del núcleo, es

decir, para que la reflexión total interna ocurra el ángulo de incidencia en cada interfase debe ser mayor que el ángulo crítico correspondiente.

La aplicación de la ley de Snell a las interfases en una guía plana como la mostrada en la figura 11 nos da los siguientes valores para los ángulos críticos:

$$\theta_{c2} = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (24)$$

$$\theta_{c3} = \text{sen}^{-1}\left(\frac{n_3}{n_1}\right), \quad (25)$$

donde  $\theta_{c2}$  es el ángulo crítico en la interfase del núcleo con el sustrato y  $\theta_{c3}$  es el ángulo crítico en la interfase del núcleo con la cubierta. La relación entre los índices de refracción, ecuación (23), lleva a la siguiente relación entre los ángulos críticos:  $\theta_{c3} \leq \theta_{c2}$ , la cual conduce a varios intervalos disponibles para el ángulo de propagación  $\theta$ , que corresponden a los siguientes modos de propagación posibles en una guía, ver figura 12.

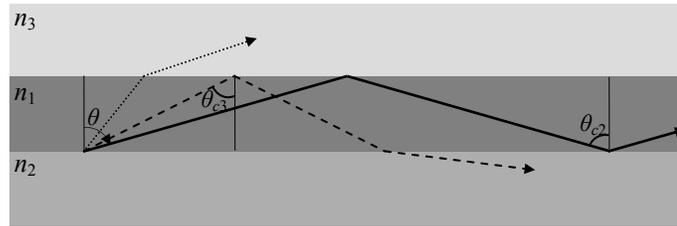
- **Modos de radiación** ( $\theta < \theta_{c3} \leq \theta_{c2}$ ). La luz no es confinada por la guía de onda.
- **Modos de radiación del sustrato** ( $\theta_{c3} \leq \theta < \theta_{c2}$ ). Sólo ocurre reflexión total interna en la interfase con la cubierta, así que la luz se propaga hacia el sustrato.
- **Modos guiados** ( $\theta_{c3} \leq \theta_{c2} \leq \theta \leq \pi/2$ ). Existe reflexión total en ambas interfases, la luz es confinada completamente en la guía.

Por otro lado, la **condición de resonancia transversal** (o de **auto-consistencia**) establece que la onda al reflejarse dos veces consecutivas en las interfases se reproduce a sí misma (Saleh y Teich, 1991). Otra forma de enunciar esta condición es diciendo que en un ciclo completo de recorrido el rayo de luz debe acumular un corrimiento de fase igual a un múltiplo entero de  $2\pi$  (Adams, 1981).

La condición de auto-consistencia lleva a la ecuación siguiente:

$$4akn_1 \cos \theta + \phi_{12} + \phi_{13} = 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (26)$$

donde  $2a$  es la profundidad de la guía plana,  $k = 2\pi/\lambda$  es la constante de propagación de ondas planas en el espacio libre,  $n_1$  es el índice de refracción del núcleo de la guía,  $\theta$  es el ángulo de propagación, y  $\phi_{12}$  y  $\phi_{13}$  son los cambios de fase producidos por la reflexión en las interfases del medio uno con el dos y el tres respectivamente.



**Figura 12.** Modos de propagación en una guía de onda plana: de radiación (línea punteada), de radiación del sustrato (línea discontinua), guiados (línea continua). Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

La reflexión en las interfases y los cambios de fase dependen de los índices de refracción de los medios, de la longitud de onda de la luz, del ángulo de propagación y de la polarización de la luz.

Un campo **transversal eléctrico** (TE) es aquél que está polarizado linealmente con su vector eléctrico perpendicular al plano de incidencia, por tanto, este vector no tiene componente en la dirección de propagación; un campo **transversal magnético** (TM) es aquél que está polarizado linealmente con su vector magnético perpendicular al plano de incidencia, así que este vector no tiene componente en la dirección de propagación.

Los cambios de fase producidos por la reflexión en una interfase para cada estado de polarización son los siguientes:

$$\phi_{ij} = -2 \tan^{-1} \left[ \frac{(\sin^2 \theta - (n_j/n_i)^2)^{1/2}}{\cos \theta} \right], \quad \text{polarización TE,} \quad (27)$$

$$\phi_{ij} = -2 \tan^{-1} \left[ \left( \frac{n_i}{n_j} \right)^2 \frac{(\sin^2 \theta - (n_j/n_i)^2)^{1/2}}{\cos \theta} \right], \quad \text{polarización TM,} \quad (28)$$

donde  $\theta$  es el ángulo de propagación,  $n_i$  y  $n_j$  son los índices de refracción de los medios. En estas ecuaciones se supone que la luz viaja en el medio con índice de refracción  $n_i$  y es reflejada en la interfase de este medio con otro de índice de refracción  $n_j$ , además se cumple que  $n_i > n_j$ .

Para cada estado de polarización, la ecuación (26) restringe los valores del ángulo de propagación a valores discretos  $\theta_m$  correspondientes a cada valor de  $m$ ; cada ángulo de

propagación  $\theta_m$  define un modo guiado o modo de propagación de la guía. Por el término **modo de propagación de la guía**, modo de la guía, o modo, se entiende una onda elemental característica de la guía de onda que se propaga con una velocidad de fase, velocidad de grupo, distribución transversal de intensidad y polarización bien definidas (Adams, 1981).

Sustituyendo en la ecuación (26) los valores de  $\phi_{12}$  y  $\phi_{13}$  correspondientes a la polarización TE se llega a la siguiente ecuación de valores propios (Marcuse, 1991):

$$\tan 2a\kappa = \frac{\kappa(\gamma + \delta)}{\kappa^2 - \gamma\delta}, \quad \text{polarización TE.} \quad (29)$$

Sustituyendo los cambios de fase correspondientes a la polarización TM, la ecuación de valores propios a la que se llega es la siguiente:

$$\tan 2a\kappa = \frac{n_1^2 \kappa (n_3^2 \gamma + n_2^2 \delta)}{n_2^2 n_3^2 \kappa^2 - n_1^4 \gamma \delta}, \quad \text{polarización TM.} \quad (30)$$

En ambas ecuaciones,  $2a$  es el espesor físico de la guía (figura 11) y se hacen las siguientes identificaciones:

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= n_1^2 k^2 - \beta_m^2, \\ \gamma^2 &= \beta_m^2 - n_2^2 k^2, \\ \delta^2 &= \beta_m^2 - n_3^2 k^2, \end{aligned} \quad (31)$$

donde se ha introducido el parámetro  $\beta_m$ , definido como sigue:

$$\beta_m = kn_1 \sin \theta_m = kn_m, \quad (32)$$

con  $n_m$  el **índice de refracción efectivo** del modo, y  $k$  el número de onda.

En términos del parámetro  $\beta_m$  o del índice de refracción efectivo, la condición de guiado se puede escribir de las siguientes formas:

$$\begin{aligned} kn_3 &\leq kn_2 \leq \beta_m \leq kn_1, \\ n_3 &\leq n_2 \leq n_m \leq n_1. \end{aligned} \quad (33)$$

En las ecuaciones (29) y (30) no aparece el número  $m$ . En este caso los valores del ángulo de propagación para los modos guiados se determinan a partir de los valores del parámetro  $\beta_m$  que surgen de la solución de las ecuaciones de autovalores ya que éstas son ecuaciones trascendentales y la solución es multivaluada.

Como cada modo de propagación está relacionado con un valor permitido del ángulo de propagación, esto permite caracterizar cada modo con un índice efectivo  $n_m$ . En una guía de onda particular, el *número de modos*, la separación entre los *índices efectivos* correspondientes y la *distribución transversal del campo electromagnético* asociada a cada modo dependen de la profundidad de la guía, de su perfil de índice de refracción y de la longitud de onda de la luz guiada.

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

$$N = \left[ \frac{1}{\pi} \left\{ 2V - \arctan \left( \eta \frac{(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \right) \right\} \right]_{ent}, \quad (34)$$

donde  $n_1$ ,  $n_2$  y  $n_3$  son los índices de refracción del núcleo, del sustrato y de la cubierta, respectivamente; la notación  $[ ]_{ent}$  indica que el número entre los corchetes se redondea al número entero mayor más próximo. La **frecuencia normalizada**, o **parámetro  $V$** , de la guía se define como:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (35)$$

donde  $2a$  es la profundidad de la guía y  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz en el vacío. Finalmente,  $N$  representa el número de modos TE o TM según se tome el parámetro  $\eta$ , definido como:

$$\eta = \begin{cases} 1, & \text{para modos TE,} \\ n_1^2/n_3^2, & \text{para modos TM.} \end{cases} \quad (36)$$

El **número total de modos** se obtiene sumando el número de modos TE y el de modos TM obtenidos de la ecuación (34). Nótese que para una guía simétrica ( $n_2 = n_3$ ) el número de modos TE es igual al de modos TM, ya que  $N = [2V/\pi]_{ent}$  en cada caso.

La frecuencia normalizada de la guía puede escribirse también en términos de la **apertura numérica  $NA$**  de la guía, definida como:

$$NA = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (37)$$

con lo cual:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \cdot NA. \quad (38)$$

El análisis de las soluciones de las ecuaciones de autovalores conduce al concepto de **longitud de onda de corte**,  $\lambda_c$ ; ésta es la longitud de onda máxima para la cual existen modos guiados, *i.e.* a longitudes de onda mayores a  $\lambda_c$  no habrá ningún modo guiado. De hecho, se puede asociar una longitud de onda de corte a cada modo guiado,  $\lambda_{cm}$ , cada una de las cuales se puede obtener por medio del parámetro  $V$  de la guía a través de las expresiones siguientes:

$$V_{cm} = \frac{1}{2} \arctan \left( \eta \frac{(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}} \right) + \frac{m\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (39)$$

$$\lambda_{cm} = a \frac{2\pi}{V_{cm}} (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (40)$$

cada valor de  $m$  determina la longitud de onda de corte para cada modo guiado. En general, si  $\lambda > \lambda_{cm}$  habrá  $m$  modos guiados, si  $\lambda \leq \lambda_{cm}$  habrá al menos  $(m+1)$  modos guiados. En particular,  $\lambda_{c0}$  ( $= \lambda_c$ ) representa la longitud de onda de corte del **modo fundamental** ( $m = 0$ ), y  $\lambda_{c1} < \lambda \leq \lambda_{c0}$  representa el intervalo de comportamiento **monomodal** de la guía.

Es importante destacar aquí una diferencia entre las guías simétricas y las asimétricas. Las primeras no presentan longitud de onda de corte del modo fundamental ( $\lambda_{c0} \rightarrow \infty$ ), *i.e.* a cualquier longitud de onda siempre habrá al menos un modo guiado; las guías asimétricas por el contrario, siempre presentan una longitud de onda de corte del modo fundamental. Además, en las guías simétricas, la longitud de onda de corte es la misma para los modos TE y TM, ya que  $V_{cm} = m\pi/2$  en ambos casos.

### II.3.1.2 Aproximación de la óptica ondulatoria o electromagnética

Desde el punto de vista ondulatorio o electromagnético se inicia con las **ecuaciones de Maxwell** para las tres regiones que forman la guía. Con el operador  $\nabla = \bar{x} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{y} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{z} \frac{\partial}{\partial z}$  y los vectores unitarios  $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$  las ecuaciones de Maxwell se pueden escribir como sigue:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 n_j^2 \partial \mathbf{E} / \partial t, \quad (41)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t, \quad (42)$$

donde  $\mathbf{H}$  es el vector de campo magnético y  $\mathbf{E}$  es el vector de campo eléctrico,  $\varepsilon_0$  y  $\mu_0$  son la permitividad dieléctrica y la permeabilidad magnética en el vacío, respectivamente;  $n_j$  es el índice de refracción del medio correspondiente (núcleo, sustrato o cubierta). Si no se consideran materiales magnéticos  $\mu_0$  es suficiente para describir al medio. Para simplificar la descripción se supone que no hay variación en la dirección  $y$ , lo cual causa que  $\partial/\partial y = 0$ , y que el plano de la guía (plano  $yz$ ) se extiende infinitamente.

Una condición para que las soluciones de las ecuaciones de Maxwell representen modos guiados es que deben desaparecer en  $x = \pm\infty$ .

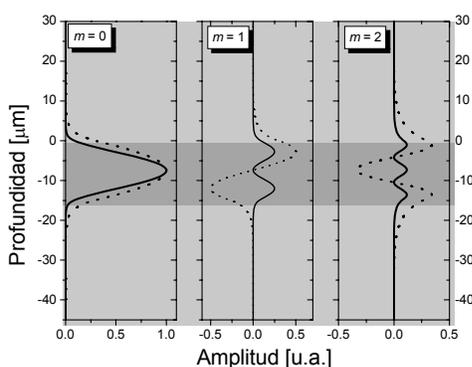
Se consideran sólo campos armónicos puros, por tanto la dependencia temporal es de la forma  $\exp(i\omega \cdot t)$ . Se obtendrán los modos normales de la guía, por lo que la dependencia en la dirección de propagación ( $z$ ) se supone de la forma  $\exp(-i\beta \cdot z)$ , que describe una onda propagándose en la dirección positiva de  $z$ , de aquí se observa que  $\beta$  es la constante de propagación en la dirección  $z$ , además resulta ser igual al parámetro  $\beta_m$  introducido en la aproximación de rayos, ecuación (32).

Los modos de la guía se pueden clasificar en modos TE y TM, como en la sección anterior. Las consideraciones anteriores y las relaciones entre  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{H}$  para cada polarización conducen a la ecuación:

$$\partial^2 U / \partial x^2 + (n_j^2 k^2 - \beta^2) U = 0, \quad (43)$$

donde  $U$  representa a  $E_y$  para obtener los modos TE y a  $H_y$  para los TM. Para llegar a esta ecuación se ha supuesto que el índice de refracción  $n_j$  es constante en cada medio. Al resolver esta ecuación y aplicar las condiciones de frontera para cada estado de polarización se obtienen las mismas ecuaciones de valores propios, (29) y (30), obtenidas mediante la óptica de rayos.

Las soluciones de la ecuación (43) y las relaciones entre el campo eléctrico y magnético nos dan el campo electromagnético transversal total en un punto cualquiera dentro de la guía de onda. Los campos electromagnéticos que mantienen la misma distribución transversal y la misma polarización en cualquier punto a lo largo de la guía de onda son llamados **modos de propagación** (Saleh y Teich, 1991), figura 13.



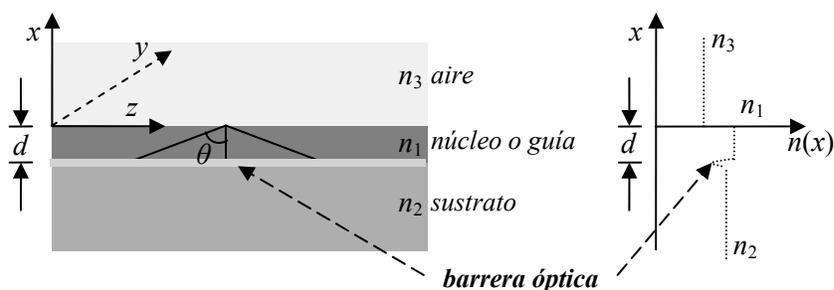
**Figura 13.** Amplitud transversal del campo eléctrico (líneas punteadas) y distribución transversal de la intensidad del campo (líneas continuas) para los modos guiados 0, 1 y 2 en una guía de onda plana. La región más oscura representa un índice de refracción mayor.

### II.3.2 Guía de onda plana de barrera óptica

La implantación de iones ligeros en materiales cristalinos modifica el índice de refracción del material como se muestra en la figura 9. La formación de una barrera óptica a unos cuantos *micrómetros* de profundidad en el cristal deja a la región limitada entre esa barrera y la superficie con un índice de refracción mayor que el de las regiones que le rodean, por tanto puede actuar como una guía de onda; llamamos a esta estructura **guía de onda de barrera óptica**, figura 14.

El análisis de los modos de propagación de las guías cuya variación del índice de refracción no es en forma de escalón sino gradual necesita de un modelo para calcular los índices de refracción efectivos a partir del perfil de índice de refracción obtenido. En sentido opuesto, el modelo se puede utilizar para “reconstruir” el perfil de índice de refracción de la guía a partir de mediciones experimentales de los índices efectivos.

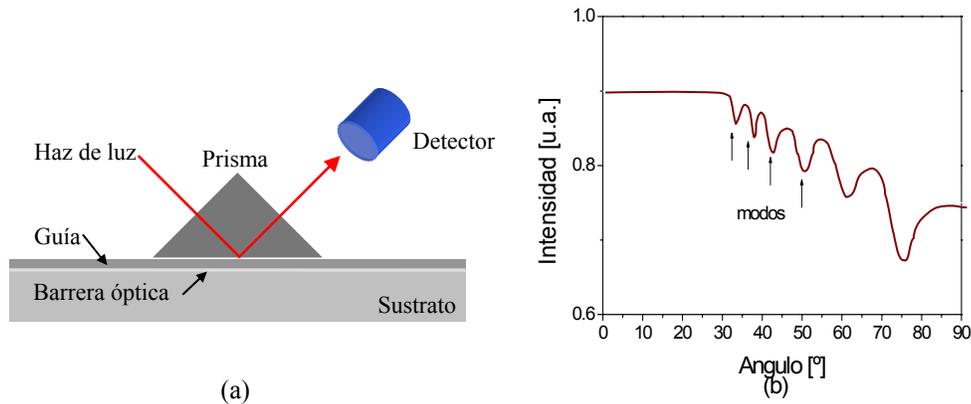
Algunos modelos para calcular los índices de refracción efectivos están basados en la analogía de la ecuación de una guía de onda con la ecuación de Schrödinger de la mecánica cuántica, para ello se relaciona el perfil de índice de refracción de la guía con el potencial  $V(x) = -n^2(x)$ . El método WKB de la mecánica cuántica ha sido adaptado para calcular los índices efectivos de los modos en guías planas con un perfil de índice de refracción graduado (Mathey *et al.*, 1995). Este método reconstruye el perfil de índice de refracción



**Figura 14.** Estructura general de una guía de onda plana de barrera óptica. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

suponiendo que un modo particular sólo es afectado por la forma del pozo debajo de él (la suposición aumenta la velocidad de implementación); no obstante, la técnica sólo es válida en regiones donde el perfil varía suavemente (del orden de una longitud de onda) y no es aplicable a guías de barrera óptica, ya que en estas guías los modos más altos “ven” la barrera óptica como un cambio brusco del índice de refracción. A más de esto, las guías de barrera óptica soportan modos no estacionarios (modos de radiación) que tienen una alta probabilidad de filtración, y la aproximación WKB sólo considera autovalores ligados perfectamente para una determinación única de las soluciones discretas.

Para caracterizar las guías de onda de barrera óptica se ha desarrollado el método del **cálculo de la reflectividad** (Chandler y Lama, 1986; Mathey *et al.*, 1995), el cual intenta modelar la técnica experimental de modos oscuros utilizada para observar los modos de una guía (figura 15). La técnica de **modos oscuros**, en una de sus variantes, consiste en hacer incidir luz láser sobre la guía de onda a través de un prisma de acoplamiento colocado encima de la guía, la luz es totalmente reflejada en la base del prisma y su intensidad es medida por un detector (Townsend *et al.*, 1994). El ángulo de incidencia del haz se varía y entonces se obtiene una gráfica de la intensidad medida por el detector contra el ángulo de incidencia, una gráfica de ejemplo se aprecia en la figura 15(b). Las disminuciones en la intensidad se deben al acoplamiento de la luz a la guía de onda que ocurre en condiciones bien definidas y señalan los modos guiados y de radiación de la guía de onda (ver la sección II.3.4.3).



**Figura 15.** Técnica de modos oscuros. (a) Esquema de un arreglo experimental usado. (b) Ejemplo de una gráfica obtenida con esta técnica. En la guía y el prisma las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

Para el análisis computacional de las guías de onda de barrera óptica con el método del cálculo de la reflectividad se supone que la luz incide en el sistema en una dirección positiva desde el prisma de acoplamiento por un espacio angosto de aire y se examina la componente normal,  $x$ , del movimiento de la onda resultante, figura 16. Las secciones de la guía y de la barrera se dividen en varias películas o regiones (50-100) separadas por pasos discretos en el índice de refracción para simular el perfil de la guía.

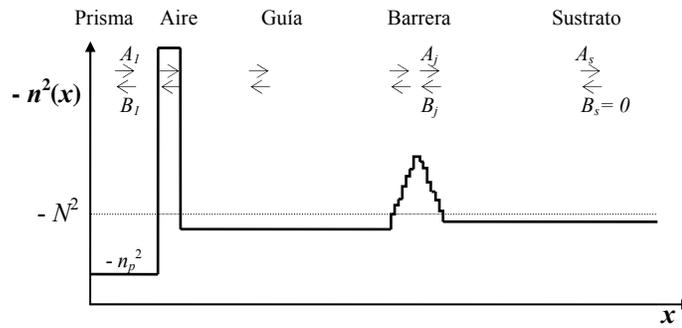
En el cálculo se incluyen los estados no estacionarios (modos de radiación del sustrato), esto es, se supone que debido a múltiples reflexiones la onda en cada región del sistema se compone de dos ondas viajeras que se mueven con amplitudes diferentes en las direcciones positiva y negativa, y que poseen una naturaleza parcialmente estacionaria y parcialmente de fuga. Estas ondas pueden representarse en notación exponencial por vectores de onda positivos y negativos, respectivamente, de la forma:

$$\exp(-i\omega t \pm ik_x x), \quad (44)$$

donde  $k_x$  es la componente del vector de onda en el medio en la dirección  $x$ , dada por:

$$k_x = kn(x)\cos\theta(x), \quad (45)$$

siendo  $k$  el vector de onda en el espacio libre,  $n(x)$  es el perfil de índice de refracción y  $\theta(x)$  es el ángulo de propagación a lo largo de la guía. Para una trayectoria particular, la ley



**Figura 16.** Ondas viajeras en el modelado de la guía de onda de barrera óptica. La línea continua representa el índice de refracción como función de la profundidad en el sustrato. La dirección del eje vertical se ha elegido con el fin de enfatizar el concepto de barrera óptica.

de Snell lleva a que el producto  $n(x)\sin\theta(x)$  es invariable espacialmente (Chandler y Lama, 1986), esto es  $n(x)\sin\theta(x) = cte. = N$ , con lo cual podemos escribir:

$$k_x = k(n^2(x) - N^2)^{1/2}, \quad (46)$$

con  $N$  el **índice efectivo del modo** o la posición en el “potencial” donde la onda existe.

Debe notarse que en esta formulación de ondas viajeras se permite a  $N$  tomar todos los valores posibles pues ya no es un autovalor; sin embargo,  $N$  tendrá ciertos valores  $n_m$  (más o menos correspondientes a los autovalores) a los cuales la función de onda exhibirá fuerte resonancia. Estos valores  $n_m$  son los que se consideran como los índices efectivos teóricos.

La dependencia espacial, dada por las ecuaciones (44) y (46), de las ondas viajeras poseerá una naturaleza **oscilatoria** (exponentes imaginarios) en las regiones de propagación libre, donde  $N < n(x)$  (e.g. el prisma de acoplamiento, la guía, el sustrato y las regiones de la barrera con índice mayor que  $N$ ), y poseerá una naturaleza de **decaimiento** (exponentes reales) en las regiones evanescentes, donde  $N > n(x)$ , (e.g. espacio de aire entre el prisma y la guía, y las regiones de la barrera, si es que las hay, con índice menor que  $N$ ). La naturaleza de la dependencia espacial en cada una de las regiones determinará las condiciones de frontera en cada interfase, en general habrá cuatro tipos de fronteras o interfases: *oscilatoria-oscilatoria*, *oscilatoria-evanescente*, *evanescente-oscilatoria* y *evanescente-evanescente*.

Las ondas componentes en cualquier región tienen amplitudes complejas desconocidas  $A$  y  $B$  (son complejas para permitir el empatamiento de fases en las fronteras), de ahí, la forma general de la componente espacial de la onda total está dada como:

$$\psi(x) = A \exp(+ik_x x) + B \exp(-ik_x x). \quad (47)$$

Las amplitudes complejas en una región se relacionan con las amplitudes de las regiones adyacentes por las condiciones de frontera, estas relaciones pueden representarse por un producto de matrices cuadradas de  $2 \times 2$  para cada tipo de frontera y de estado de polarización.

Para la **polarización TE**, por ejemplo, se necesita la continuidad de los vectores eléctrico y magnético (es decir, la continuidad de  $\psi$  y de  $d\psi/dx$ , respectivamente) en el plano de la guía ( $yz$ ), al aplicar estas condiciones a la frontera de tipo **evanescente-evanescente** entre dos regiones  $j$  y  $j+1$ , se tiene que (Townsend *et al.*, 1994):

$$\begin{aligned} A_j \exp(ik_j T_j) + B_j \exp(-ik_j T_j) &= A_{j+1} \exp(0) + B_{j+1} \exp(0), \\ k_j A_j \exp(ik_j T_j) - k_j B_j \exp(-ik_j T_j) &= k_{j+1} A_{j+1} \exp(0) - k_{j+1} B_{j+1} \exp(0), \end{aligned} \quad (48)$$

donde, para la región  $j$ ,  $k_j$  es el valor de  $k_x$  dado por la ecuación (41) y  $T_j$  es el espesor de la región, por simplicidad el origen  $z$  de cada región se ha tomado en la primera frontera. El sistema de ecuaciones (48) se puede escribir en la forma siguiente:

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = M_j \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E_j}{2} \left(1 + \frac{k_{j+1}}{k_j}\right) & \frac{E_j}{2} \left(1 - \frac{k_{j+1}}{k_j}\right) \\ \frac{1}{2E_j} \left(1 - \frac{k_{j+1}}{k_j}\right) & \frac{1}{2E_j} \left(1 + \frac{k_{j+1}}{k_j}\right) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}, \quad (49)$$

donde  $E_j = \exp(k_j T_j)$ . Pueden obtenerse matrices similares para los otros tipos de fronteras.

Al aplicar la ecuación (49) a partir del sustrato ( $j+1=s$ ) se observa que las amplitudes incidentes y reflejadas en el prisma ( $A_1, B_1$ ) pueden relacionarse con las amplitudes en la región del sustrato ( $A_s, B_s$ ) por medio del producto de las  $s-1$  matrices ( $M_j$ ) del sistema, cada una de las cuales representa una frontera dentro de las  $s$  regiones del sistema prismagüía. Tenemos entonces que:

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \left( \prod_{j=1}^{s-1} M_j \right) \begin{pmatrix} A_s \\ B_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_s \\ B_s \end{pmatrix}. \quad (50)$$

Teniendo en mente que  $B_j$  representa una onda que viaja en la dirección negativa se tiene que  $B_s = 0$  y la reflexión en la frontera del prisma estará dada por:

$$R = \left| \frac{B_1}{A_1} \right|^2 = \left| \frac{P_{21}}{P_{11}} \right|^2. \quad (51)$$

El ejemplo anterior para la propagación en el caso TE difiere ligeramente del caso TM ya que las condiciones de frontera son diferentes. Esto introduce factores  $(n_j/n_{j+1})^2$ , que multiplican los términos de  $(k_{j+1}/k_j)$  en las matrices  $M_j$ .

### II.3.3 Guías de onda angostas

Las **guías de onda angostas o de canal** son las unidades básicas de los dispositivos de óptica integrada. La longitud de onda de operación y el número de modos dependen de las características físicas de las guías (que dependen de la técnica de fabricación), de su apertura numérica y de la aplicación particular. Para longitudes de onda del infrarrojo cercano generalmente se necesitan guías con profundidades y anchos de 2-10  $\mu m$ , y una apertura numérica de  $NA \sim 0.1$ , para tener un comportamiento **monomodal** de la guía.

Entre las ventajas de las guías angostas **monomodales** podemos mencionar que no hay dispersión modal, la potencia de atenuación es más baja que en los dispositivos multimodales, permiten una mayor velocidad de transmisión de datos, no existe ruido modal y tienen una mayor compatibilidad con tecnología de fibras ópticas monomodales. Sin embargo estas guías también presentan desventajas, como son, manufactura difícil, costo alto, manejo difícil por la reducida tolerancia mecánica en uniones, conectores desmontables, o de acoplamiento de luz ya sea hacia adentro o hacia afuera de la guía.

La **fibra óptica** es un tipo de guía de onda larga y delgada, que se puede doblar hasta cierto punto; el material más usado para fabricarlas es la sílice ya sea puro o con algunas impurezas. Está compuesta generalmente de un núcleo y una cubierta de sección transversal circular, figura 10, la cubierta se recubre con un polímero (no mostrado en la figura) para proteger la fibra. Las definiciones de la **apertura numérica** y de la **frecuencia normalizada**, ecuaciones (37) y (38), se extienden para las fibras ópticas con perfil de índice de refracción en escalón, siempre que se tome el radio de la fibra  $a$ , y  $n_1$  y  $n_2$  como los índices de refracción del núcleo y de la cubierta, respectivamente.

Una fibra óptica puede soportar uno o varios modos de propagación (Paschotta, 2008a). Las **fibras monomodales** usualmente tienen un núcleo pequeño (un diámetro de algunos pocos *micrómetros*) y pueden guiar un solo modo transversal para cada polarización. El cambio en las condiciones de acoplamiento afecta la potencia acoplada, pero la distribución espacial es la misma. Para lograr una eficiencia alta de acoplamiento se necesita una fuente láser con una buena calidad del haz y una alineación precisa de la óptica de enfoque para lograr la igualación de modos. El radio del modo de una fibra monomodal es de  $\sim 5 \mu\text{m}$ , (área efectiva del modo menor a  $100 \mu\text{m}^2$ ) aunque también hay fibras de área modal grande con operación monomodal (área efectiva del modo de cientos o hasta miles de  $\mu\text{m}^2$ ); éstas últimas basan su funcionamiento en la disminución de la apertura numérica que se obtiene al disminuir la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y de la cubierta, en estas guías las tolerancias en la alineación disminuyen con respecto a la posición pero aumentan con respecto al ángulo. Las **fibras multimodales** usualmente tienen un núcleo más grande o una diferencia mayor entre los índices de refracción del núcleo y de la cubierta que las fibras monomodales; de esta manera pueden soportar varios modos con diferentes distribuciones transversales de la intensidad. El perfil espacial que sale del núcleo de la fibra puede depender de las condiciones de acoplamiento, lo que determina también la distribución de potencia entre los modos transversales.

Las fibras monomodales se utilizan principalmente en sistemas de comunicación de larga distancia, así como en láseres y amplificadores basados en fibras ópticas. Las fibras multimodales se utilizan en sistemas de comunicación de corta distancia (LAN, *local area networks*) excepto los de banda más ancha; también se utilizan para llevar la luz de una fuente láser al lugar donde se necesita, particularmente cuando la calidad del modo no es buena o cuando la potencia óptica alta necesita un área grande del modo.

En términos de la frecuencia normalizada, si  $V < 2.405$  la fibra es monomodal, en caso contrario es multimodal. Una **fibra óptica típica**, monomodal en la región espectral de  $1.5 \mu\text{m}$  (con longitud de onda de corte a  $1.3 \mu\text{m}$  y apertura numérica  $NA = 0.1$ ), tiene índices de refracción  $n_1 \sim 1.4475$  y  $n_2 \sim 1.4440$ , y un diámetro del núcleo de  $10 \mu\text{m}$ . La diferencia entre los índices de refracción es  $\Delta n = 0.0035$  y el parámetro  $V = 2.1$  (Paschotta, 2008a).

### II.3.4 Acoplamiento de luz a guías de onda

Una parte importante en la caracterización de las guías de onda<sup>8</sup> es la estimación o medición de las pérdidas de potencia de la luz cuando se acopla a la guía y mientras se propaga en ésta, *i.e. pérdidas por acoplamiento y pérdidas por propagación*.

Existen varias formas de acoplar luz a guías de onda, una de ellas es a través del canto del sustrato (cara de entrada de la guía) ya sea por medio de una fibra óptica o de un objetivo de microscopio; otra forma es con la ayuda de un prisma cuyo índice de refracción sea mayor que el índice efectivo de la guía.

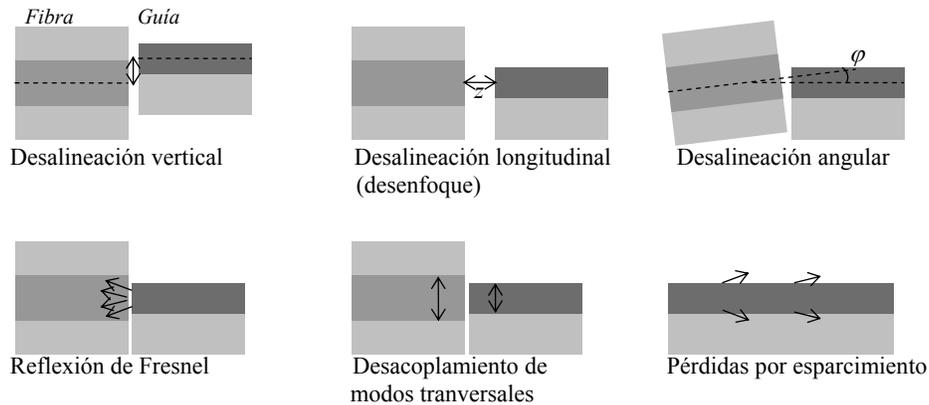
#### II.3.4.1 Acoplamiento con fibra óptica

Si el acoplamiento de la luz a la guía se realiza con una fibra óptica a través del canto del sustrato, la pérdida de potencia se debe principalmente a cuatro términos (Bourhis, 1994); en la figura 17 se ejemplifican estos.

- *Desalineación*. La posición relativa del eje óptico del haz incidente respecto al de la guía provoca pérdidas. Ocurren para cada grado de libertad, vertical ( $x$ ), horizontal ( $y$ ), longitudinal ( $z$ ) y angular ( $\phi$ ).
- *Reflexión de Fresnel*. Se deben al cambio de índice de refracción entre las caras de la fibra y de la guía y del medio entre ellas; pueden reducirse recubriendo las caras de la guía con películas antirreflectoras.
- *Desacoplamiento de modos transversales*. La diferencia entre las distribuciones de intensidad de los campos transversales del haz incidente y del modo de la guía provoca que el acoplamiento o traslape de modos transversales no sea completo y que se pierda potencia.
- *Propagación*. Pueden ser provocadas por absorción, esparcimiento, radiación, efectos no lineales, etc., estos fenómenos ópticos influyen en la calidad de la guía y dependen de los parámetros de fabricación. En las guías fabricadas por implantación de iones estas pérdidas se deben principalmente al esparcimiento y a la absorción generada por centros de color formados por la implantación.

---

<sup>8</sup> A partir de este momento, a menos que se mencione lo contrario, las guías a las que nos referimos serán guías de onda ópticas angostas (cuya sección transversal es del orden de cientos de micrómetros).



**Figura 17.** Algunas configuraciones en una conexión fibra óptica-guía de onda que afectan la eficiencia de acoplamiento y esquema de pérdidas de propagación por esparcimiento. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

El efecto de los tres primeros términos, agrupados como *pérdidas por acoplamiento*, se cuantifica por la **eficiencia de acoplamiento**  $\eta_{ac}$ , que es el cociente entre la intensidad de la luz acoplada a la guía de onda y la de la luz incidente. Las *pérdidas por propagación* se denotan por un **coeficiente**  $\alpha_p$  que representa la pérdida de potencia por unidad de longitud de material. Ambas clases de pérdidas están relacionadas de forma tal que la eficiencia de acoplamiento es un parámetro crucial para estimar las pérdidas por propagación.

La relación entre la eficiencia de acoplamiento y el coeficiente de pérdidas por propagación para una conexión fibra-guía puede establecerse de la forma siguiente. Sea  $I_0$  la intensidad de salida de la fibra, la intensidad de la luz al salir de la guía  $I_s$  puede expresarse como (figura 18):

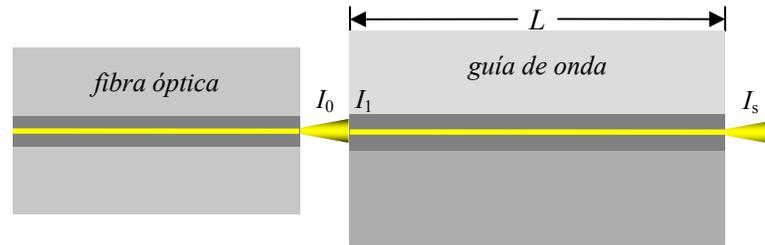
$$I_s = I_0 \cdot \eta_{ac} \cdot 10^{-\alpha_p L/10} \cdot T_F, \quad (52)$$

donde  $\eta_{ac} = I_1/I_0$  representa la eficiencia de acoplamiento fibra-guía,  $\alpha_p$  es el coeficiente de pérdidas por propagación en  $dB/cm$  y  $T_F$  es el coeficiente de transmisión resultante de la reflexión de Fresnel en la cara de salida de la guía.

Una relación alternativa entre los parámetros es la siguiente:

$$I_s = I_0 \cdot \eta_{ac} \cdot \exp(-\alpha_p L) \cdot T_F, \quad (53)$$

donde las pérdidas por propagación  $\alpha_p$  están dadas ahora en  $cm^{-1}$ .



**Figura 18.** Intensidad de la luz guiada, en diferentes puntos en una conexión fibra óptica-guía de onda. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

Las ecuaciones (52) y (53) pueden usarse para estimar las pérdidas por propagación a partir de mediciones de las intensidades de entrada  $I_0$  y de salida  $I_s$  de la guía, *i.e.* de la transmitancia de la guía  $T_G = I_s/I_0$ , siempre y cuando se conozca la eficiencia de acoplamiento. Las pérdidas se calculan mediante las siguientes expresiones:

$$\alpha_p = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{T_G}{\eta_{ac} T_F}\right) \text{ dB/cm}, \quad (54)$$

$$\alpha_p = -\frac{1}{L} \ln\left(\frac{T_G}{\eta_{ac} T_F}\right) \text{ cm}^{-1}. \quad (55)$$

La eficiencia de acoplamiento puede estimarse de la forma siguiente:

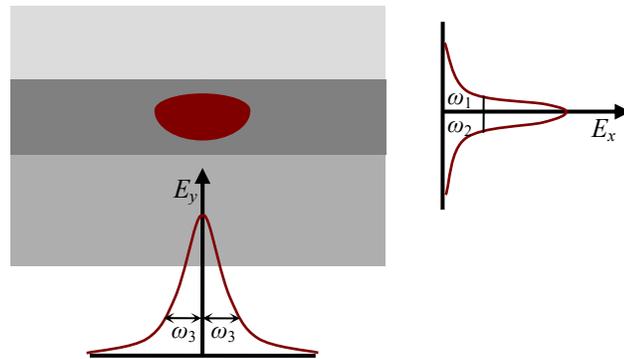
$$\eta_{ac} = \eta_{des} \cdot \eta_{fresnel} \cdot \eta_{modos}, \quad (56)$$

donde  $\eta_{des}$  representa la eficiencia resultante de las pérdidas por desalineación;  $\eta_{fresnel}$  es la eficiencia resultante de considerar las reflexiones de Fresnel y  $\eta_{modos}$  la eficiencia debida al traslape de modos transversales. Estas eficiencias se calculan como sigue:

$$\eta_{des} = \exp\left(-\frac{2d_x^2}{(\omega_0^2 + \omega_1^2)}\right) \exp\left(-\frac{2d_y^2}{(\omega_0^2 + \omega_3^2)}\right), \quad (57)$$

$$\eta_{fresnel} = 1 - R_{fresnel}, \quad (58)$$

$$R_{fresnel} = \frac{\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)^2 + \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 + 2\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)\left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)\cos\left(\frac{4\pi n_z z}{\lambda}\right)}{1 + \left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)^2 + \left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)^2 + 2\left(\frac{n_f - n_z}{n_f + n_z}\right)\left(\frac{n_g - n_z}{n_g + n_z}\right)\cos\left(\frac{4\pi n_z z}{\lambda}\right)}, \quad (59)$$



**Figura 19.** Esquema de la distribución transversal de intensidad de los modos que soporta una guía de onda. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

$$\eta_{\text{modos}} = \frac{\left( \sqrt{\omega_1} \left( \frac{\omega_1 + \omega_0}{\omega_0 \omega_1} \right)^{-1/2} + \sqrt{\omega_2} \left( \frac{\omega_2 + \omega_0}{\omega_0 \omega_2} \right)^{-1/2} \right)^2}{\left( \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \right) \left( \frac{\omega_3 + \omega_0}{\omega_0 \omega_3} \right)}, \quad (60)$$

donde  $d_x$  y  $d_y$  representan la desalineación transversal entre los ejes ópticos de la fibra y de la guía;  $\omega_0$  es la cintura del haz de la fibra;  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  y  $\omega_3$  son los anchos del haz que se propaga en la guía, ver la figura 19 (dadas las características de las guías el haz se supone asimétrico verticalmente pero simétrico horizontalmente);  $R_{\text{fresnel}}$  representa las pérdidas de retorno debido a las reflexiones de Fresnel;  $n_f$  y  $n_g$ , son los índices efectivos de los modos de la fibra y de la guía, respectivamente;  $n_z$  es el índice de refracción del espacio intermedio entre la fibra y la guía,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $z$  es la separación entre la fibra y la guía.

### II.3.4.2 Acoplamiento con objetivo de microscopio

Para un acoplamiento de la luz a la guía por medio de un objetivo de microscopio que enfoque el haz en la cara de entrada de la guía, la eficiencia de acoplamiento total puede describirse por la ecuación (56),  $\eta_{\text{des}}$  y  $\eta_{\text{modos}}$  están dadas por las expresiones (57) y (60) pero  $\eta_{\text{fresnel}}$  estará dada únicamente por la transmisión resultante de la reflexión de Fresnel en la cara de entrada de la guía, esto es:

$$\eta_{fresnel} = T_{fresnel} = 1 - R_{fresnel} = 1 - \left( \frac{n_g - n_z}{n_g + n_z} \right)^2, \quad (61)$$

donde  $n_g$  y  $n_z$  son los índices de refracción de la guía y del medio adyacente a la cara de entrada de la guía (usualmente aire,  $n_z = 1$ ), respectivamente.

### II.3.4.3 Acoplamiento con prisma de alto índice de refracción

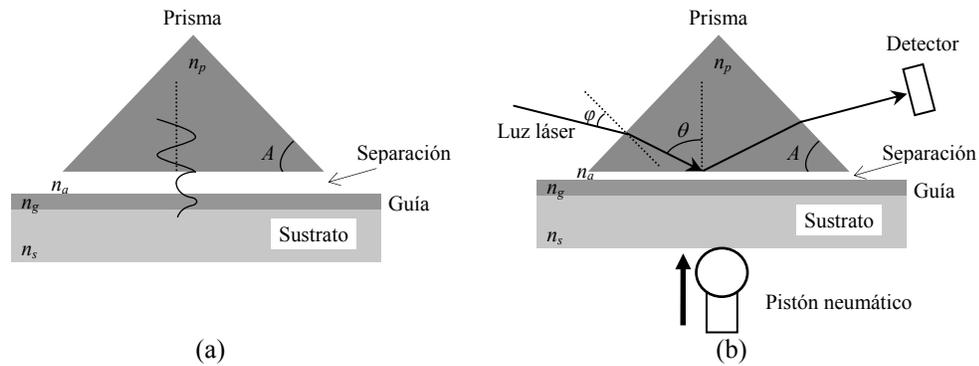
Tien *et al.* (1969) fueron los primeros en describir el fenómeno de reflexión total interna (RTI) en un prisma de acoplamiento. Este tipo de acoplamiento consiste en colocar un prisma (hecho de un material con un índice de refracción  $n_p$  mayor que el del núcleo de la guía  $n_g$ ) sobre la guía de onda y dirigir un haz de luz a través del prisma para que se acople a la guía. El funcionamiento del acoplamiento puede explicarse por el hecho de que bajo ciertas condiciones la reflexión total del haz incidente sobre la base del prisma es frustrada; esto es, bajo ciertas condiciones la parte evanescente del haz incidente en la base del prisma interactuará con la parte evanescente del modo guiado, figura 20(a), y por un efecto de tunelaje óptico una parte de la energía del haz incidente será transferida a la guía a través del contacto óptico entre el prisma y el sustrato.

Las condiciones para que ocurra el acoplamiento son las siguientes (Tien *et al.*, 1969): (i) el haz incidente debe tener el ángulo de incidencia apropiado, tal que el campo evanescente en el espacio de separación viaje con la misma velocidad de fase que la del modo a ser excitado en la guía; (ii) como los modos en la guía tienen distinta polarización (TE o TM), el haz incidente debe tener la misma polarización que la del modo a excitar; y (iii) la guía debe colocarse muy cerca de la base del prisma, típicamente la separación debe ser del orden de media longitud de onda, para esto se presiona la guía contra el prisma con un pistón neumático como se ilustra en la figura 20(b).

Satisfechas las condiciones (ii) y (iii), la condición (i) establece que el acoplamiento de la luz ocurre cuando se cumple la siguiente condición de fase:

$$kn_p \sin \theta = kn_m, \quad (62)$$

donde  $k$  es el número de onda en el vacío,  $\theta$  es el ángulo de incidencia del haz sobre la base del prisma y  $n_m$  es el índice efectivo del modo acoplado. El ángulo  $\theta$  no se puede medir directamente pero se puede establecer fácilmente una relación entre éste y el ángulo



**Figura 20.** Acoplamiento de luz a una guía de onda por medio de un prisma de alto índice de refracción. (a) Interacción de ondas evanescentes. (b) Trayectoria de un haz láser. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

$\varphi$  con que el haz incide sobre la cara del prisma, ver figura 20(b), esta relación permite escribir la ecuación (62) en la forma siguiente (Najafi, 1992):

$$n_m = n_p \operatorname{sen} \left( A + \operatorname{sen}^{-1} \left( \frac{\operatorname{sen} \varphi}{n_p} \right) \right), \quad (63)$$

que nos da el índice efectivo del modo acoplado en función de parámetros que se pueden medir experimentalmente.

En forma más rigurosa se pueden usar ondas planas para describir el efecto del acoplamiento por el prisma. La propagación de una onda plana incidente en una estructura de múltiples capas se calcula con una representación con matrices (Born y Wolf, 1980).

El problema principal del acoplamiento por prisma es que no puede integrarse a dispositivos ópticos monolíticos, por esta razón, esta técnica de acoplamiento se usa generalmente en la caracterización de guías planas en el laboratorio.

## II.4 Láseres basados en guías de onda

Los láseres de ondas guiadas fueron de los primeros láseres demostrados, su operación fue reportada desde 1961 y continúan siendo objeto de estudio en la actualidad (Mackenzie, 2007). La motivación principal, tanto antes como ahora, es reducir el volumen del modo en la cavidad por medio del confinamiento óptico de una guía de onda en un medio activo, esto permite explotar las ganancias ópticas altas y las potencias umbrales bajas que se

logran por ese confinamiento. La facilidad con la cual se logran densidades altas de inversión en una guía de onda es extremadamente benéfica para amplificadores y láseres que sufren reabsorción a la longitud de onda de emisión (tales como las transiciones de *cuasi-tres niveles*) o en los que tienen una débil sección transversal de emisión estimulada. Además, la cavidad láser puede ser contenida completamente dentro de un sustrato plano y compacto, lo cual permite la integración con otras aplicaciones en un solo circuito o, simplemente, ser usada como una fuente que es insensible a las condiciones ambientales externas. Un beneficio más, derivado de la geometría de las guías de onda, es un grado alto de inmunidad térmica debida a su proporción dimensional grande y, por esto, a su razón área superficial de enfriamiento/volumen, también grande.

En el caso de guías de onda láser bombeadas por otro láser se puede dar una estimación teórica para la eficiencia  $\phi$  y la potencia umbral  $P_{umb}$  como sigue (Lallier *et al.*, 1991):

$$\phi = \eta \frac{1 - R_2}{\delta} \frac{\lambda_b}{\lambda_e}, \quad (64)$$

$$P_{umb} = \frac{h\nu_b}{\eta\sigma\tau} \frac{\delta}{2} A_{ef}, \quad (65)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $\nu_b$  la frecuencia de la luz láser de bombeo,  $\eta$  la fracción de fotones absorbidos que contribuyen a la población del nivel dos,  $\sigma$  la sección transversal de emisión estimulada,  $\tau$  la vida media de la fluorescencia,  $A_{ef}$  el área efectiva del haz,  $\lambda_b$  y  $\lambda_s$  son las longitudes de onda de la luz de bombeo y de la señal láser, respectivamente; y  $\delta$  representa las pérdidas totales de la cavidad dadas por la ecuación (10).

## Capítulo III

---

### El cristal de *Nd:YAG*: propiedades ópticas y físicas

---

El cristal de Nd:YAG es uno de los cristales más conocidos, importantes y útiles en el área de la emisión láser. Posee una combinación única de propiedades muy favorables para este fenómeno. Los láseres basados en este material tienen importantes aplicaciones científicas, médicas, industriales y militares. Por ello, en este capítulo se describen las características físicas, ópticas, espectroscópicas y de emisión láser típicas del cristal de Nd:YAG.

#### III.1 Propiedades ópticas y físicas

El YAG es un cristal incoloro, ópticamente isotrópico y con una estructura cúbica característica de los granates. Exhibe características muy atractivas para ser utilizado como medio láser con el neodimio como impureza, por ejemplo: es transparente a la luz de bombeo del  $\text{Nd}^{3+}$ , absorbe muy poco a la longitud de onda láser y tiene muy buenas propiedades mecánicas como conductor de calor. La última característica es importante ya que el cristal es sometido, durante el bombeo, a grandes esfuerzos térmicos y su buena conductividad y bajo coeficiente de expansión térmico aseguran que el calor se remueva eficientemente y que el tamaño del cristal no se altere significativamente durante la operación.

Para formar el Nd:YAG algunos átomos de itrio son reemplazados por los iones de neodimio ( $\text{Nd}_x\text{Y}_{3-x}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ). La semejanza de tamaño entre los iones de neodimio y los átomos de itrio permite concentraciones típicas de neodimio de 1.0 % *at.* ( $1.38 \times 10^{20}$  átomos/ $\text{cm}^3$ ) sin que la red cúbica del cristal se modifique significativamente. Sin embargo, la pequeña diferencia en los tamaños (~3%) da un límite de impurezas del orden del 2%. Si

se aumenta la concentración de impurezas con el fin de alcanzar niveles más altos de ganancia se producen distorsiones dentro de la red del cristal, lo cual resulta en una disminución de la vida media de la fluorescencia (Koechner, 2006). Las características ópticas y físicas del Nd:YAG se resumen en la tabla I.

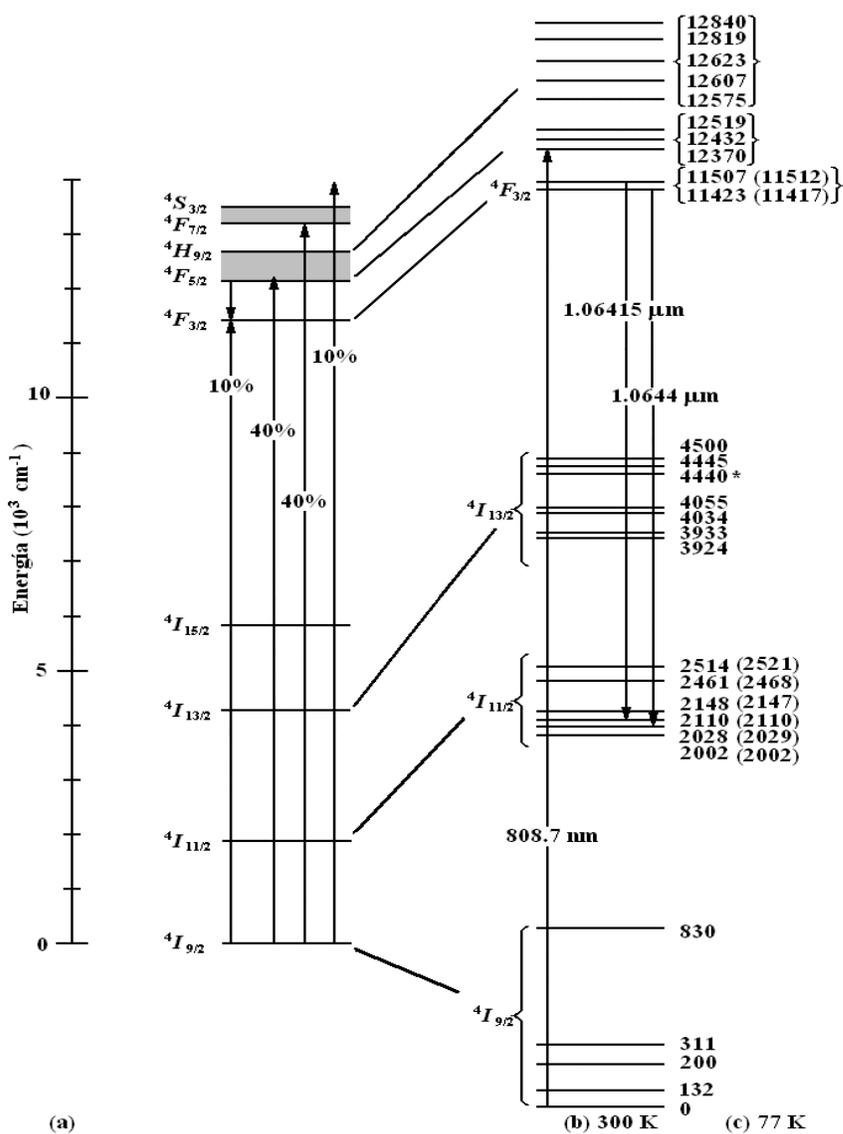
**Tabla I.** Características ópticas y físicas del cristal de Nd:YAG (Koechner, 2006).

Concentración típica de iones de Nd <sup>3+</sup> :	
Densidad (átomos/cm <sup>3</sup> )	1.38x10 <sup>20</sup>
Atómico (% at.)	1.0
En peso (% wt.)	0.725
$\lambda_{emisión}$ (nm)	1064.15
$\sigma_{em}$ (10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> ) a 1.06 $\mu$ m	2.8
$\sigma_{abs}$ (10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> ) a 808 nm	0.435*
Vida media de la fluorescencia ( $\mu$ s)	230
Índice de refracción (a 1.06 $\mu$ m)	1.82
Densidad (g/cm <sup>3</sup> )	4.56
Conductividad térmica a 300 K (W cm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	0.14
Coeficiente de expansión térmica (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	(100): 8.2
	(010): 7.7
	(001): 7.8
$dn/dT$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	7.3
Dureza Knoop (kg/mm <sup>2</sup> )	1320
Dureza (moh)	8.5*

\* De Kalisky *et al.* (2001)

### III.2 Niveles energéticos

Los niveles de energía del Nd:YAG son determinados por los iones de neodimio Nd<sup>3+</sup> en la matriz de YAG y se esquematizan en la figura 21. Los niveles son generados por los electrones de la capa 4f que están “apantallados” por los electrones de las capas exteriores 5s<sup>2</sup> y 5p<sup>6</sup>; esto significa que los estados energéticos son influenciados débilmente por el campo eléctrico del YAG y para describirlos puede usarse el esquema de **acoplamiento de Russell-Saunders** (o **acoplamiento L-S**) aplicado a átomos de varios electrones (átomos *poli-electrónicos*). En este esquema de acoplamiento, en un *átomo polieletrónico* los electrones que forman una capa cerrada pueden omitirse y las diferencias en energía asociadas con las transiciones en el átomo pueden calcularse considerando sólo los



**Figura 21.** Niveles energéticos del Nd:YAG (Verdeyen, 1995). (a) Estructura de los *estados*, se muestran las bandas de absorción usadas para un bombeo óptico. (b) Detalles de los *niveles Stark* a 300 K, se muestran las transiciones dominantes del espectro de luminiscencia. (c) Niveles Stark a 77 K (valores entre paréntesis).

\* El valor de  $4440 \text{ cm}^{-1}$  fue aproximado de Gruber *et al.* (1990).

electrones que están fuera de las capas cerradas. Al describir el estado de un átomo polielectrónico con el acoplamiento de Russell-Saunders, se supone que los momentos angulares orbitales y de espín presentan un acoplamiento fuerte entre sí mismos y se suman

de forma separada, es decir, los momentos angulares orbitales de los diferentes electrones (fuera de las capas cerradas) se acoplan para formar un momento orbital resultante  $L = L_1 + L_2 + \dots$ ; y los momentos de espín se suman para dar un espín resultante  $S = s_1 + s_2 + \dots$ . En la descripción también se considera un acoplamiento espín-órbita débil, este es un acoplamiento de Russell-Saunders, *i.e.* se considera que las interacciones electrostáticas predominan sobre las magnéticas (Kuhn, 1963).

De esta forma, en este esquema de acoplamiento, los **estados** de los átomos se denotan por un símbolo (*término*) de la forma  $^{2S+1}L_J$ , donde el número cuántico orbital  $L = 0, 1, 2, \dots, 8$ , es denotado por las letras mayúsculas  $S, P, D, F, G, H, I, K, L$ , respectivamente; el superíndice a la izquierda,  $2S+1$ , es la multiplicidad del estado debida a la orientación del espín  $S$  resultante (por ejemplo, un sistema de un electrón,  $S = 1/2$ , tiene una multiplicidad 2); el subíndice a la derecha es el momento angular total  $J = L + S$ , que nos da la degeneración del estado:  $2J + 1$ . La colección de estados energéticos con valores comunes de  $J, L$  y  $S$ , es conocido como *un término*.

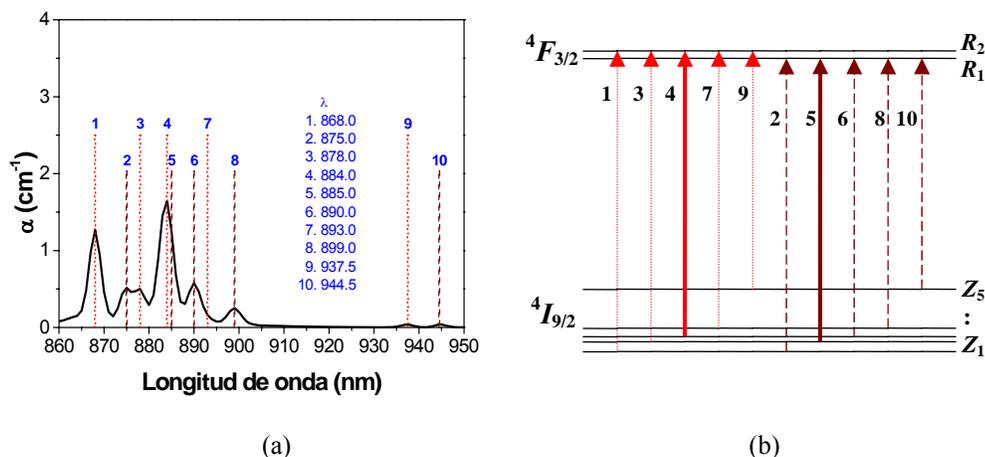
El desdoblamiento de los estados en varios **niveles** se debe al efecto Stark. Este efecto consiste en el corrimiento en energía de los estados energéticos como consecuencia de la presencia de un campo eléctrico en los alrededores del átomo, este corrimiento en ocasiones va acompañado de un desdoblamiento del estado en varios niveles; ambos efectos son proporcionales a la intensidad del campo eléctrico influyente y no dependen de la dirección de éste (Kuhn, 1963). En el caso del Nd:YAG el campo eléctrico originado por la red cristalina del YAG es el responsable del corrimiento y desdoblamiento de los estados del ion  $\text{Nd}^{3+}$  (Svelto, 1998). En este caso, el número de niveles en que se desdobra un estado es  $J + 1/2$ ; por ejemplo, en la figura 21 puede verse que el estado base del Nd:YAG ( $^4I_{9/2}$ ) se desdobra en  $9/2 + 1/2 = 5$  niveles. Los niveles son denotados comúnmente mediante el símbolo  $^{2S+1}L_J(K_i)$ , donde  $J, L$  y  $S$  tienen el significado dado arriba,  $K$  es una letra mayúscula que se elige para identificar los niveles del estado, y el subíndice toma los valores  $i = 1, 2, \dots, (J + 1/2)$ .

### III.3 Espectros de absorción

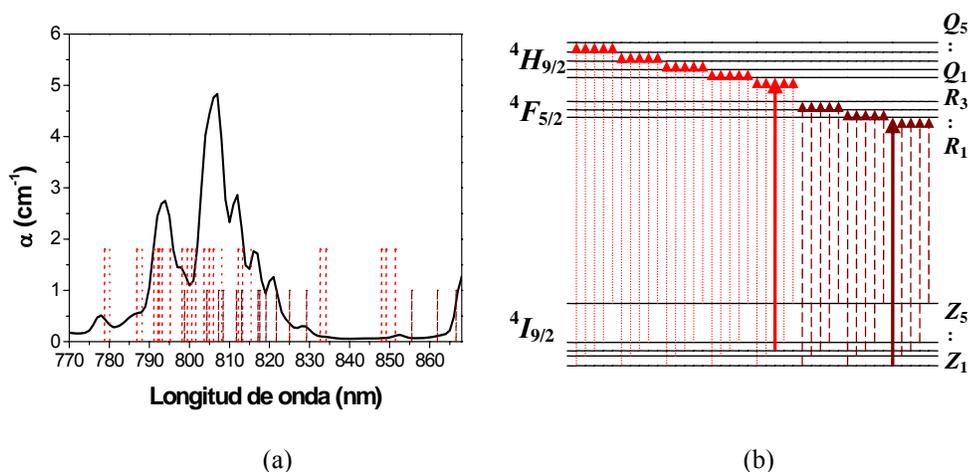
El espectro de absorción del Nd:YAG es originado por transiciones radiantes que llevan los átomos de los niveles del estado base ( $^4I_{9/2}$ ) a los niveles de los estados excitados ( $^4F_{3/2}$ ,  $^4F_{5/2}$ ,  $^4H_{9/2}$ ,  $^4F_{7/2}$ ,  $^4S_{3/2}$ , y superiores). Las bandas típicas del espectro de absorción del Nd:YAG se muestran en las figuras 22-24; los espectros presentados en esas figuras fueron obtenidos experimentalmente de un cristal en volumen.

En la figura 22 se muestra el espectro de absorción originado por la transición  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$  ( $\sim 867\text{-}950\text{ nm}$ ). En el espectro puede observarse que algunas bandas se traslapan; por ejemplo, la banda prominente en esta región del espectro ( $\lambda \sim 884\text{ nm}$ ) es generada por el traslape de las bandas originadas por las transiciones  $^4I_{9/2}(Z_3) \rightarrow ^4F_{3/2}(R_2)$  y  $^4I_{9/2}(Z_2) \rightarrow ^4F_{3/2}(R_1)$ , que producen bandas centradas aproximadamente en  $884$  y  $885\text{ nm}$ , respectivamente; ambas transiciones se identifican con líneas continuas (4,5) en el esquema mostrado en la figura.

En la figura 23 se muestra el espectro de absorción generado por la transición  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$  y  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4H_{9/2}$  ( $\sim 778\text{-}867\text{ nm}$ ) cuyas bandas se traslapan. La banda dominante en esta región del espectro es resultado del traslape de las bandas generadas a  $\sim 808.1$  y  $\sim 808.4\text{ nm}$  por las transiciones  $^4I_{9/2}(Z_1) \rightarrow ^4F_{5/2}(R_1)$  y  $^4I_{9/2}(Z_3) \rightarrow ^4H_{9/2}(Q_1)$ , respectivamente, ambas transiciones se muestran con líneas continuas en el esquema adjunto en la figura.

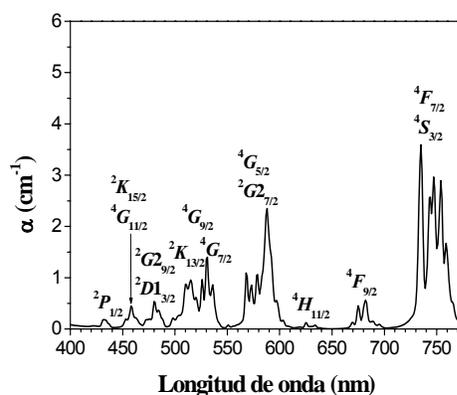


**Figura 22.** (a) Espectro de absorción típico del  $\text{Nd}^{3+}$  en YAG generado por la transición  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.



**Figura 23.** (a) Espectro de absorción típico del  $\text{Nd}^{3+}$  en YAG generado por la transición  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}; {}^4H_{9/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.

En la figura 24 se aprecian las bandas de absorción generadas por las transiciones del estado base  ${}^4I_{9/2}$  a los estados excitados según se indica en la figura. El rango de longitudes de onda es de  $\sim 400\text{-}770\text{ nm}$  (región visible del espectro), las bandas de absorción prominentes se localizan a  $\sim 588$  y  $\sim 735\text{ nm}$ ; la energía de los niveles excitados utilizada para calcular las longitudes de onda correspondientes se tomó de Gruber *et al.* (1990).



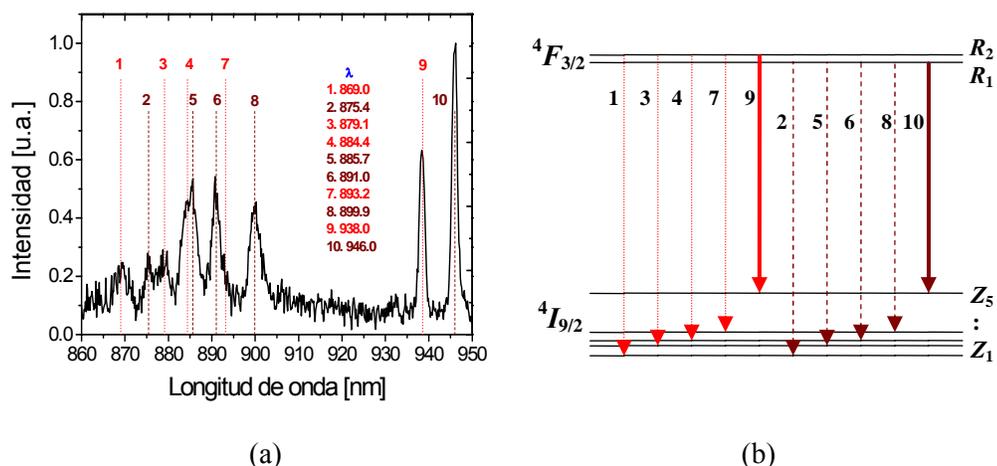
**Figura 24.** Espectro de absorción típico del  $\text{Nd}^{3+}$  en YAG generado por las transiciones del estado base ( ${}^4I_{9/2}$ ) a los estados superiores indicados.

### III.4 Espectros de luminiscencia

El espectro de luminiscencia a temperatura ambiente presenta tres regiones dominantes y una muy débil originadas por el decaimiento radiante del estado  ${}^4F_{3/2}$  a los estados  ${}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$  y  ${}^4I_{15/2}$ , respectivamente. La **razón de ramificación entre estados  $\beta$**  (la fracción de átomos del estado excitado que decaen a un estado específico) en cada región es de 0.30, 0.56,  $\sim 0.14$  y  $\sim 0.01$ , respectivamente. Ejemplos de los espectros de luminiscencia y de esquemas para los tres decaimientos dominantes se muestran en las figuras 25-27; los espectros presentados en esas figuras fueron obtenidos experimentalmente de un cristal de Nd:YAG en volumen. Los espectros de emisión en otras regiones, incluida la del decaimiento  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  ( $\lambda \sim 1.73\text{-}2.14 \mu\text{m}$ ), representan menos del 1.0 % del total de la emisión (Kushida *et al.*, 1968; Watts, 1971) y no fueron consideradas en este trabajo.

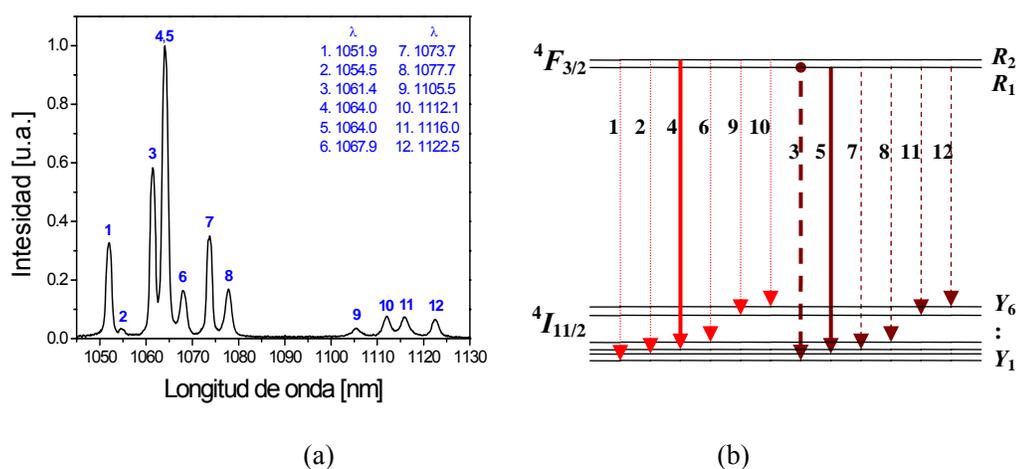
En la figura 25 se muestra el espectro de luminiscencia originado por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 867\text{-}950 \text{ nm}$ ). Las bandas prominentes en esta región del espectro, centradas en  $\sim 938$  y  $946 \text{ nm}$ , son originadas por las transiciones  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_5)$  y  ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_5)$ , respectivamente; ambas transiciones se muestran con líneas continuas (9,10) en el esquema adjunto en la figura 25(b). Los niveles que dan origen a las bandas de emisión en esta región del espectro son los mismos que generan las bandas del espectro de absorción mostrado en la figura 22; la diferencia entre ambos espectros se debe a la dirección en la que ocurren las transiciones (esquematisada por las direcciones de las flechas respectivas). En particular, la diferencia en las alturas de las transiciones 9 y 10 se debe a que a temperatura ambiente el nivel  ${}^4I_{9/2}(Z_5)$  tiene una población muy pequeña ( $\sim 0.9\%$  de la población total del estado  ${}^4I_{9/2}$ ), y como la absorción es proporcional a la población del nivel, las alturas de las bandas de absorción de esas transiciones son también pequeñas en comparación con las generadas en otros niveles del mismo estado. En cambio, la luminiscencia no depende de la población del nivel  ${}^4I_{9/2}(Z_5)$ , sino de la población del estado  ${}^4F_{3/2}$ , la cual es igual para todas las transiciones de la emisión.

En la figura 26 se muestra el espectro de luminiscencia originado por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1050\text{-}1125 \text{ nm}$ ). Las bandas prominentes en esta región del espectro están centradas aproximadamente a  $1064$  y  $1061 \text{ nm}$ ; la banda centrada a  $1064 \text{ nm}$  resulta de la superposición de dos bandas, una a  $\sim 1063.9 \text{ nm}$  generada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow$

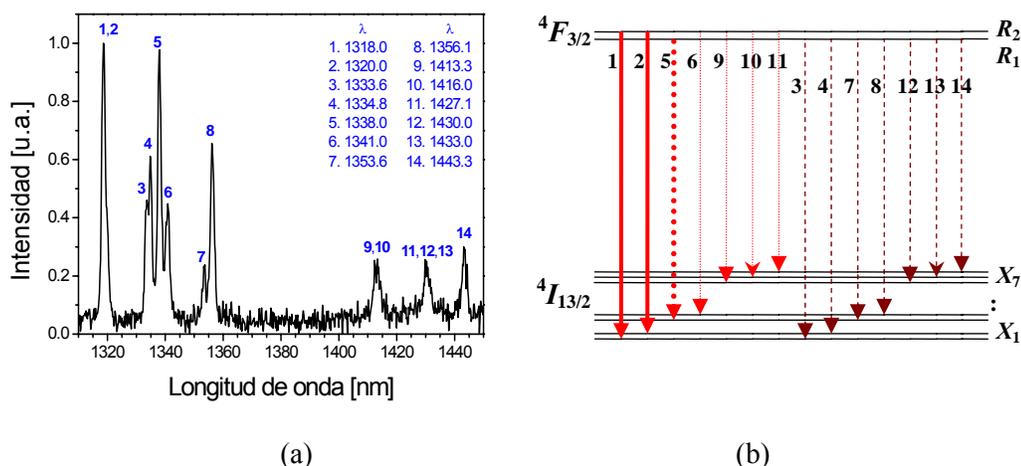


**Figura 25.** (a) Espectro de luminiscencia típico del  $\text{Nd}^{3+}$  en YAG generado por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.

${}^4I_{11/2}(Y_3)$ , y la otra a  $\sim 1064.1 \text{ nm}$  generada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{11/2}(Y_3)$ ; ambas transiciones se muestran con líneas continuas (4,5) en el esquema adjunto en la figura. La transición que da origen a la banda en 1061 nm es la  ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{11/2}(Y_1)$  y se ha resaltado con una línea discontinua mas gruesa en el esquema adjunto en la figura.



**Figura 26.** (a) Espectro de luminiscencia típico del  $\text{Nd}^{3+}$  en YAG generado por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.



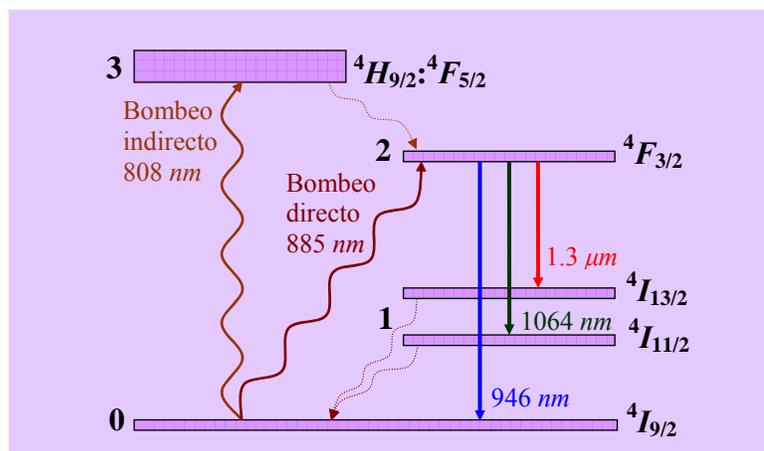
**Figura 27.** (a) Espectro de luminiscencia típico del  $\text{Nd}^{3+}$  en YAG generado por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ . (b) Esquema de las transiciones entre niveles.

En la figura 27 se muestra el espectro de luminiscencia originado por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda \sim 1310\text{-}1450 \text{ nm}$ ). Las bandas prominentes en esta región del espectro están centradas aproximadamente a 1318 y 1338  $\text{nm}$ ; la banda a 1318  $\text{nm}$  resulta del traslape de las bandas generadas por las transiciones  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_1)$  y  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_2)$ , localizadas a 1318 y 1320  $\text{nm}$ , respectivamente; ambas transiciones se muestran con líneas continuas (1,2) en el esquema adjunto en la figura. La banda a 1338  $\text{nm}$  es causada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_3)$  y se ha resaltado con una línea punteada mas gruesa (5) en el esquema adjunto en la figura.

### III.5 Emisión láser

#### III.5.1 Bombeo óptico

Algunos de los niveles de energía del Nd:YAG que participan en la absorción y en la luminiscencia se pueden utilizar para generar emisión láser en un esquema de cuatro niveles mediante un bombeo óptico que puede ser directo o indirecto. El bombeo directo lleva los átomos del estado base *directamente* al nivel dos (de donde los átomos decaen para producir la emisión láser). El bombeo indirecto lleva los átomos a niveles excitados superiores, de los cuales los átomos decaen al nivel dos por transiciones no radiantes.



**Figura 28.** Esquemas de bombeo directo e indirecto y líneas principales de emisión láser en el Nd:YAG. Se muestran las transiciones radiantes (líneas continuas) y no radiantes (líneas punteadas) involucradas.

Cada región del espectro de absorción del Nd:YAG tiene bandas que se pueden utilizar para el bombeo. Para el bombeo directo se utiliza la banda de absorción a 885 nm, en este caso la fuente de bombeo puede ser un láser de titanio-zafiro o un diodo láser; este tipo de bombeo se ha utilizado con éxito en cristales con una concentración alta de iones de neodimio (Lupei *et al.* 2001). El bombeo más común es el indirecto, dependiendo de la banda de absorción utilizada existen varias fuentes de bombeo (Koechner, 2006). Para la banda a ~808 nm pueden utilizarse diodos láser o láseres de titanio-zafiro; en la región del infrarrojo cercano, 770-900 nm, se utilizan lámparas continuas de gases nobles como el criptón y el xenón, mientras que en la región visible del espectro, 500-600 nm, se utilizan lámparas de destello de los mismos gases; para una banda cercana a ~590 nm, se pueden utilizar láseres de pigmento como la rodamina 6G (Field *et al.* 1991b).

### III.5.2 Líneas principales de emisión láser

En general, todas las bandas del espectro de luminiscencia son susceptibles de amplificarse para obtener emisión láser. Sin embargo, las bandas dominantes en cada región del espectro de luminiscencia presentan características más favorables que las otras y, por tanto, son las líneas principales que se estudian. En el caso del Nd:YAG la línea principal está centrada a una longitud de onda de ~1064 nm. Otras líneas de emisión se localizan a ~946 nm y a ~1.3

$\mu m$ . Cada una se produce por el decaimiento de los átomos del estado  ${}^4F_{3/2}$  a uno de los estados de energía menor como se muestra en la figura 28. La sección transversal de emisión estimulada,  $\sigma$ , para cada línea de emisión se presenta en la tabla II (Koechner, 2006).

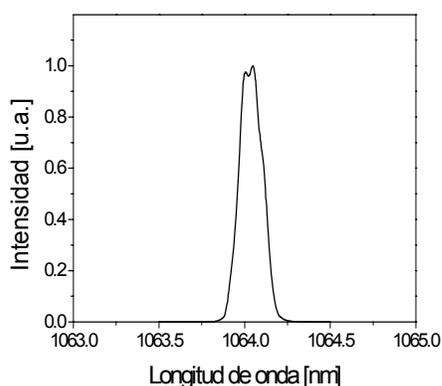
La emisión láser a 1064 nm ocurre por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{11/2}(Y_3)$ . En la figura 29 se presenta un espectro típico de emisión láser en Nd:YAG a esta longitud de onda; a temperatura ambiente esta línea presenta un ensanchamiento homogéneo debido a vibraciones térmicas en la red cristalina. De acuerdo a la ley de Boltzmann, a temperatura ambiente el nivel  ${}^4F_{3/2}(R_2)$  tiene una población de  $\sim 40\%$  con respecto a la población total del estado  ${}^4F_{3/2}$ , el 60% restante está en el nivel  ${}^4F_{3/2}(R_1)$ ; al ocurrir la emisión láser el nivel  ${}^4F_{3/2}(R_2)$  es repoblado desde el nivel  ${}^4F_{3/2}(R_1)$  por transiciones térmicas (Koechner, 2006).

Por otro lado, el nivel inferior de la transición láser  ${}^4I_{11/2}(Y_3)$  se encuentra a una energía de  $\Delta E \sim 2110 \text{ cm}^{-1}$  por encima del estado base del Nd:YAG (estado  ${}^4I_{9/2}$ ), por tanto la población del nivel  ${}^4I_{11/2}(Y_3)$  a temperatura ambiente es aproximadamente igual a la población del estado base multiplicada por el factor  $\exp(-\Delta E/kT) \approx \exp(-10)$ . Se puede decir entonces que el nivel inferior de la transición láser no está poblado; esto significa que a esta longitud de onda se tiene un esquema láser de cuatro niveles y la condición de umbral es fácil de obtener.

Una línea de emisión cercana a 1064 nm es la de 1061 nm, generada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{11/2}(Y_1)$ . A temperaturas bajas esta línea presenta una potencia umbral menor que la línea a 1064 nm, mientras que esta última es dominante a temperatura ambiente.

**Tabla II.** Sección transversal de emisión estimulada de las líneas principales de emisión láser del Nd:YAG.

Longitud de onda (nm)	Transición	$\sigma$ ( $10^{-19} \text{ cm}^2$ )
1064.1	${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{11/2}(Y_3)$	2.8
1338.1	${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_3)$	1.0
1318.7	${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_1)$	0.95
946	${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_5)$	0.5



**Figura 29.** Espectro típico de emisión láser del Nd:YAG. Obtenido experimentalmente de una guía de onda plana fabricada mediante implantación de protones en cristales de Nd:YAG (Flores Romero *et al.*, 2004).

En el caso de la emisión láser a  $\sim 1.3 \mu\text{m}$ , se tiene que el nivel inferior de la transición está más arriba del estado base que en el caso anterior ( $\Delta E \sim 3924 \text{ cm}^{-1}$ ), esta emisión también corresponde a un esquema láser de cuatro niveles, sin embargo la condición de umbral es un poco más difícil de lograr ya que la sección transversal de emisión estimulada es menor. En esta región del espectro, como puede verse en la tabla II, existen dos transiciones dominantes que presentan secciones transversales  $\sigma$  casi iguales, una a  $\sim 1319 \text{ nm}$  generada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_1)$  y la otra a  $\sim 1338 \text{ nm}$  generada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_2) \rightarrow {}^4I_{13/2}(X_3)$ .

Para la línea de emisión a  $946 \text{ nm}$ , generada por la transición  ${}^4F_{3/2}(R_1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(Z_5)$ , el nivel inferior de la transición está a sólo  $830 \text{ cm}^{-1}$  por encima del nivel más bajo, por tanto tiene una población aproximada de  $0.7 \%$  de la población total. Esta población residual induce una reabsorción parcial de la radiación láser lo cual aumenta el umbral. Por tanto el esquema de emisión láser a esta longitud de onda es de *cuasi-tres* niveles.

Las líneas de emisión anteriores son de gran interés por sus posibles aplicaciones. En particular, si cada una de las líneas fuese utilizada para obtener un doblado de frecuencia se tendrían entonces fuentes de luz en las líneas roja ( $1.3 \mu\text{m} \rightarrow \sim 660 \text{ nm}$ ), verde ( $1064 \text{ nm} \rightarrow \sim 532 \text{ nm}$ ) y azul ( $946 \text{ nm} \rightarrow \sim 473 \text{ nm}$ ) del espectro. En el caso de la línea azul, un láser de estado sólido de Nd:YAG sería una alternativa al láser de argón actual.

# Capítulo IV

---

## Materiales y métodos

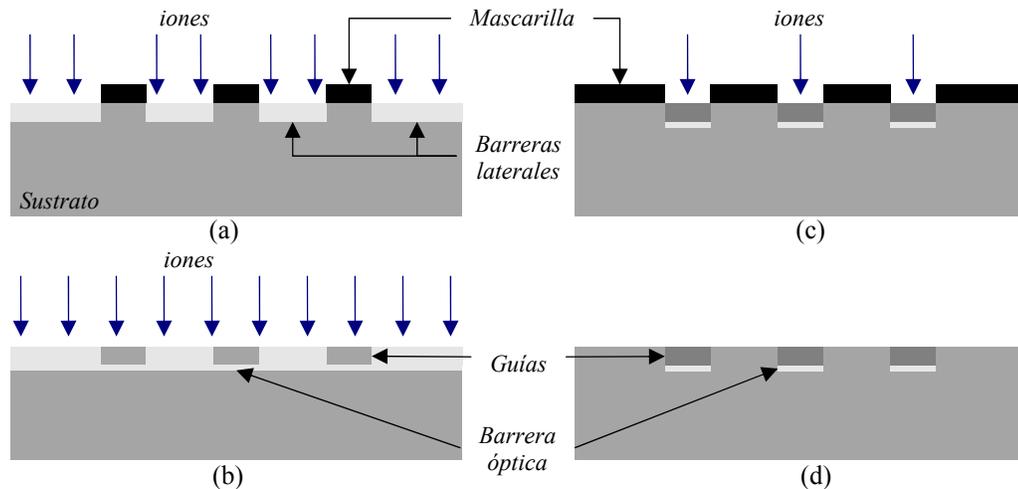
---

Las guías de onda son los elementos básicos de la óptica integrada, un conocimiento apropiado de sus características ópticas es necesario para el diseño y especificación de los dispositivos. En este capítulo se detallan los *materiales* y los *métodos* utilizados para *diseñar, fabricar* y *caracterizar* guías de onda angostas producidas por la técnica de implantación de iones en cristales de Nd:YAG, así como su aplicación al desarrollo de láseres compactos.

### IV.1 Métodos de fabricación de guías angostas por implantación de iones

La técnica de implantación de iones puede utilizarse para obtener guías planas o angostas. En el primer caso es necesario implantar la superficie total del sustrato; en el segundo se debe utilizar una **maskarilla para implantación**.

La función de la maskarilla es proteger ciertas regiones del sustrato para evitar que la implantación modifique sus propiedades (al detener los iones dentro de ella e impedir que lleguen al sustrato). La maskarilla puede ser **negativa** o **positiva** (Townsend et al., 1994). En el primer caso las guías angostas se forman en las regiones protegidas por la maskarilla ya que las rendijas de la maskarilla se utilizan para construir barreras laterales que confinen la luz, figura 30(a). Una implantación adicional, sobre todo el sustrato, es necesaria para limitar la profundidad de las guías, figura 30(b). Este método se basa en la disminución del índice de refracción que la implantación produce en el sustrato. Las maskarillas positivas se usan para formar las guías en las regiones no protegidas por la maskarilla, figura 30 (c), es decir, las guías se forman en las regiones implantadas a través de las rendijas de la



**Figura 30.** Métodos de fabricación de guías de onda angostas por implantación de iones: (a) y (b) mascarilla negativa, (c) y (d) mascarilla positiva. En el sustrato las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

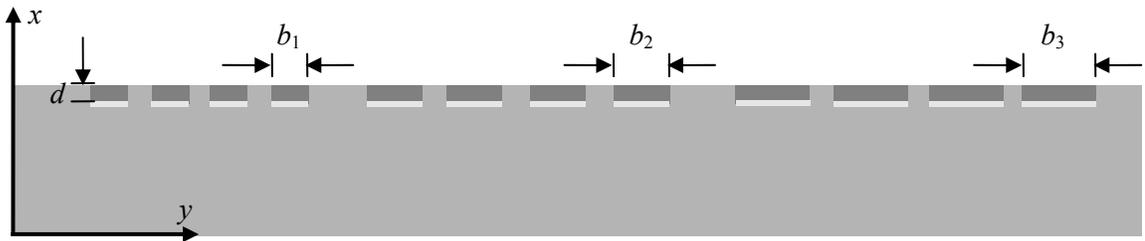
mascarilla. Este método se basa en el aumento del índice de refracción que la implantación genera en la región del sustrato entre la barrera óptica, que limita la profundidad de las guías, y la superficie, figura 30(d).

En este trabajo se utilizó la técnica de implantación de iones y una **mascarilla positiva** para fabricar guías de onda de canal superficial limitadas en profundidad por barreras ópticas, *i.e.* **guías de onda angostas superficiales de barrera óptica**. Con el fin de analizar la repetibilidad de los resultados, el experimento se planeó de tal manera que se fabricaran varias guías de diferente ancho en el mismo sustrato, como se esquematiza en la figura 31; en la figura también se esquematizan las barreras ópticas esperadas como efecto de la implantación de iones.

## IV.2 Diseño del experimento para fabricar guías de onda angostas

El diseño del experimento consistió de las etapas siguientes:

- **Diseño de las guías angostas**, es decir, proponer las dimensiones transversales de las guías, ancho y profundidad, en función del comportamiento óptico esperado.
- Determinación de los **parámetros de implantación** que permitan obtener guías con la profundidad propuesta.



**Figura 31.** Esquema de la sección transversal de un sustrato con varias guías de onda angostas de barrera óptica de diferente ancho ( $b_i$ ) sobre la misma superficie del sustrato. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

- Diseño y fabricación de una **maskarilla de implantación** positiva, para acotar las guías al ancho propuesto.

## IV.2.1 Diseño de las guías de onda angostas

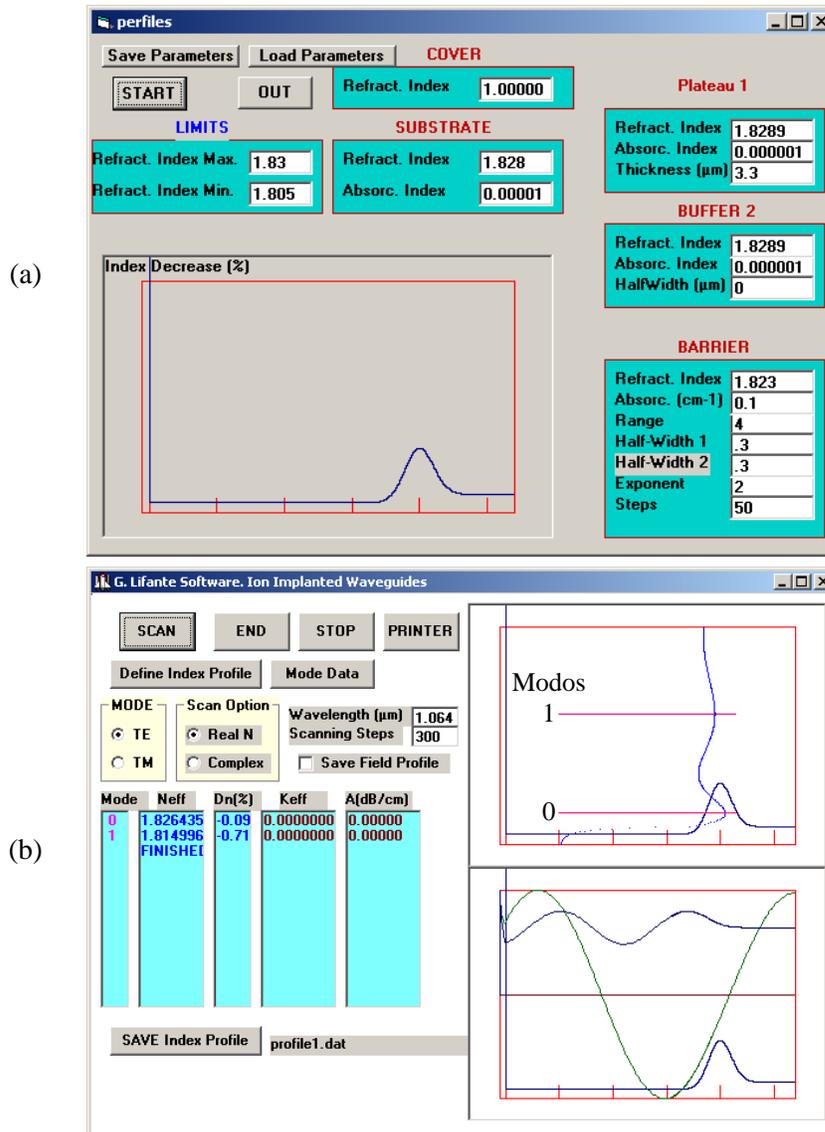
Las dimensiones transversales propuestas para las guías se obtuvieron a partir de un análisis modal y de su compatibilidad con las dimensiones de fibras ópticas y otras guías angostas. El análisis modal se realizó por medio de dos aproximaciones, una para la profundidad y otra para el ancho de las guías.

### IV.2.1.1 Profundidad de las guías de onda

Los modos soportados por las guías de barrera óptica de diferente profundidad se analizaron con el programa de computadora *Ion Implanted WaveGuides* (G. Lifante Software). El programa se basa en el método del **cálculo de la reflectividad** para obtener los valores teóricos de los índices efectivos de los modos de propagación de la guía a partir del perfil de índice de refracción. El programa tiene perfiles predeterminados del tipo de barrera óptica pero permite variar el ancho, la profundidad y la altura de la barrera, así como los valores de los índices de refracción del sustrato y de la región de la guía.

En la figura 32 se muestran ejemplos de las imágenes obtenidas con el programa. En la figura 32(a) se observan los parámetros introducidos en el programa y el perfil de índice de refracción para una guía con una barrera óptica localizada a  $\sim 4 \mu\text{m}$  de profundidad (la **profundidad propuesta** de las guías se tomó como la **profundidad a la que se forma la**

*barrera óptica*). En la figura 32(b) se observan los índices efectivos de los modos para esta guía a una longitud de onda  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Aunque en la figura se observan dos índices efectivos podemos ver que uno de ellos corresponde a un modo de radiación del sustrato, ya que su valor es mucho menor que el índice de refracción de la barrera óptica.



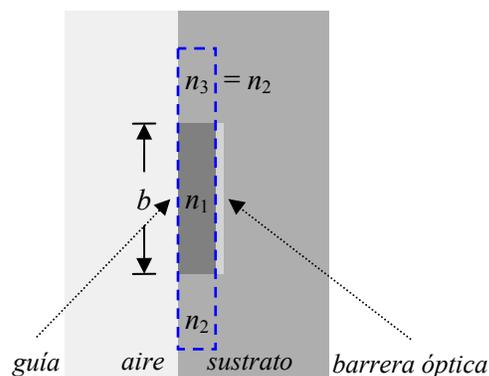
**Figura 32.** Imágenes de los resultados obtenidos con el programa *Ion Implanted WaveGuides*. (a) Definición del perfil de índice de refracción de barrera óptica. (b) Estimación de los índices efectivos a partir del perfil de índice de refracción definido.

#### IV.2.1.2 Ancho de las guías de onda

Para analizar el comportamiento modal de las guías con respecto al ancho de ellas se utilizó la aproximación de rayos para una guía plana simétrica. La aproximación se aplicó sólo a la región encerrada por el rectángulo mostrado en la figura 33, de esa manera el ancho  $b$  de la guía angosta se consideró en el análisis como la profundidad de la guía plana.

De resultados obtenidos en guías planas fabricadas por implantación de iones, los valores de los índices de refracción son aproximadamente  $n_1 = 1.8289$ ,  $n_2 = n_3 = 1.828$  (Flores Romero *et al.*, 2004). Como estamos considerando una guía simétrica, no hay longitud de onda de corte del modo fundamental ( $\lambda_{c0} \rightarrow \infty$ ) y siempre habrá al menos un modo guiado; sin embargo, si queremos sólo un modo guiado, *i.e.* comportamiento monomodal, se debe cumplir la relación  $\lambda > \lambda_{c1}$ . De la ecuación (40), para longitudes de onda del infrarrojo cercano, por ejemplo  $\lambda_{c1} = 1060 \text{ nm}$ , el comportamiento monomodal existe si el ancho  $b$  de la guía cumple  $b = 2a < 9.2 \text{ } \mu\text{m}$ . Si consideramos una longitud de onda menor, por ejemplo  $\lambda_{c1} = 800 \text{ nm}$ , el comportamiento monomodal ocurre si  $b < 7.0 \text{ } \mu\text{m}$ .

De los análisis anteriores se propusieron los siguientes rangos para las dimensiones transversales de las guías, profundidad  $d \sim 4\text{--}8 \text{ } \mu\text{m}$ , ancho  $b \sim 5\text{--}10 \text{ } \mu\text{m}$ .



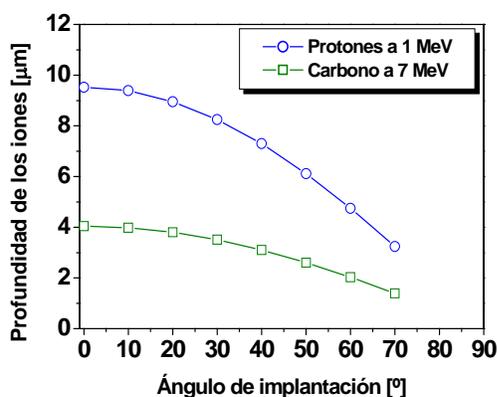
**Figura 33.** Aproximación de rayos para una guía de onda plana aplicada a una guía de onda angosta de barrera óptica para determinar el número de modos transversales que soporta. La región encerrada en el rectángulo es la que se considera en el análisis. Las regiones más oscuras representan índices de refracción mayores.

## IV.2.2 Determinación de los parámetros de implantación

El siguiente paso en el diseño del experimento consistió en determinar las **condiciones de implantación** que permitieran obtener guías con las **profundidades propuestas**. Para ello se consideró que la distribución de los iones implantados en el cristal corresponde directamente con los cambios en el perfil de índice de refracción; esto es, *alcance proyectado promedio* ( $R_p$ ) = *profundidad a la que se forma la barrera óptica* ( $d$ ) = *profundidad esperada de las guías* ( $d$ ).

Como el alcance proyectado promedio depende de los parámetros de la implantación,  $R_p = R_p(E, \theta)$ , se realizó un análisis de su dependencia con respecto a la energía ( $E$ ) y al ángulo de implantación ( $\theta$ ) para los casos en que los iones sean protones ( $H^+$ ) o carbono ( $C^{2+}$ ). El análisis se realizó con la ayuda del programa SRIM. En la figura 34 se muestra el alcance proyectado promedio de protones y carbono como función del ángulo de implantación a una energía inicial constante.

La elección de los protones ( $H^+$ ) como proyectiles para la implantación se debe a las siguientes razones: (i) el alcance proyectado promedio es el máximo que se puede obtener para una energía y ángulo dados, y (ii) dañan menos la red del cristal que los iones más pesados. Lo primero significa que el rango de profundidades para la formación de la barrera óptica es muy amplio (en Nd:YAG desde  $\sim 4 \mu m$  a  $550 keV$  hasta  $\sim 50 \mu m$  a  $3.0 MeV$ , por ejemplo) y, en principio, podrían formarse guías profundas (posibilidad no estudiada en



**Figura 34.** Alcance proyectado promedio de protones y carbono como función del ángulo implantación, para una energía fija.

este trabajo); lo segundo permite realizar implantes a dosis relativamente altas sin dañar sustancialmente la red del cristal y, por tanto, sin degradar sus propiedades ópticas.

En lo que respecta al carbono ( $C^{2+}$ ), este ion acelerado a energías de  $7 MeV$  (máxima energía disponible, para el  $C^{2+}$ , en el acelerador con el que se realizaron los implantes) permite obtener guías de onda superficiales con una profundidad de  $\sim 2-4 \mu m$ . Aunque el daño producido por el carbono en el cristal es mayor que el producido por protones, éste se puede disminuir al realizar la implantación con dosis de carbono menores hasta en dos órdenes de magnitud con respecto a las utilizadas en protones; la dosis menor aún es suficiente para obtener variaciones del índice de refracción comparables a, e incluso mayores que, las obtenidas con dosis mayores de protones (Vázquez *et al.*, 2003a).

Como la implantación de protones o iones de carbono en el Nd:YAG genera una barrera óptica aproximadamente a una profundidad  $R_p$  y un aumento en el índice de refracción en la región entre esta barrera y la superficie, de la figura 34 concluimos que con un solo implante (*i.e.* una implantación a una sola energía y a un solo ángulo) con la dosis necesaria de cualquiera de estos iones se pueden obtener guías de unos cuantos *micrómetros* de profundidad. Por ejemplo, para obtener guías con una profundidad de  $4-8 \mu m$ , los protones, a  $1.0 MeV$  de energía, deben implantarse a un ángulo entre  $35-65^\circ$ . En el caso del carbono se observa que con una energía de  $7 MeV$ , el máximo alcance proyectado promedio es de  $\sim 4 \mu m$ , por tanto, un implante a cualquier ángulo producirá guías de profundidades menores a  $4 \mu m$ .

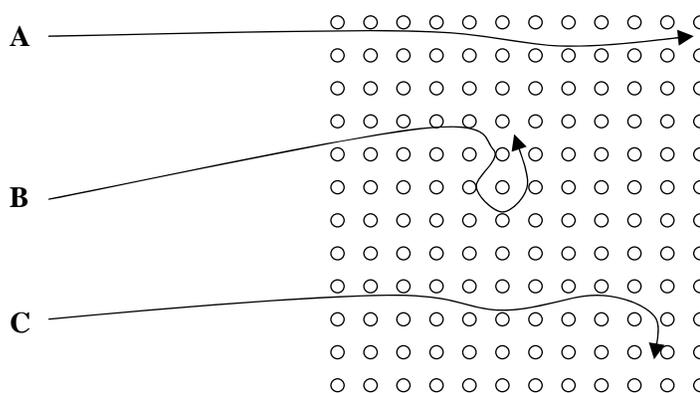
De estos datos se propusieron los parámetros de implantación presentados en la tabla III, en ella también se presenta el alcance proyectado promedio  $R_p$  (*i.e.* la profundidad esperada de las guías) para cada caso. Las dosis de implantación se definieron tomando en cuenta trabajos previos en los que se fabricaron guías planas (Vázquez *et al.*, 2003a,b; Flores Romero *et al.*, 2004). La elección del ángulo de  $8^\circ$  en el caso de la implantación de carbono se debe a que con esta inclinación se evita el efecto de canalización (*channeling*), figura 25. Este efecto se produce durante la implantación en cristales cuando la dirección del haz de iones queda paralela a alguno de los ejes de la red, en ese caso los iones pueden penetrar a una mayor profundidad pero el perfil de impurezas no es uniforme y el cambio generado en el índice de refracción no es útil para nuestros propósitos.

**Tabla III.** Parámetros de implantación *propuestos* para fabricar guías de onda superficiales, se anexa el alcance proyectado promedio  $R_p$  esperado en cada caso.

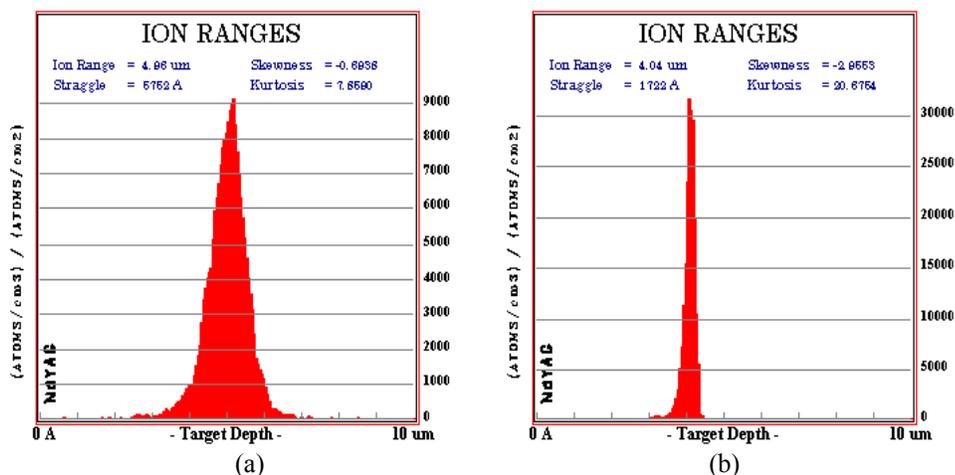
Cristal	Ion	Energía (MeV)	Ángulo (°)	Dosis (iones/cm <sup>2</sup> )	$R_p$ ( $\mu\text{m}$ )
Nd:YAG (1% at.)	Protones (H <sup>+</sup> )	1.0	60	$2.5 \times 10^{16}$	4.96
Nd:YAG (1% at.)	Carbono (C <sup>2+</sup> )	7.0	8	$7 \times 10^{14}$	4.04

\*Nota: Los parámetros reales utilizados en la fabricación difieren ligeramente de los propuestos aquí debido a algunos contratiempos durante la implantación (ver tabla VII).

Las diferencias en el tipo de iones y en las dosis propuestas harán que la implantación tenga efectos de diferente magnitud sobre el cristal, en particular en la distribución de los iones implantados y, de ahí, en los cambios en el índice de refracción. Por ejemplo, en la figura 36 se muestran las distribuciones de iones obtenidas de simulaciones hechas con el programa SRIM utilizando los parámetros de la tabla III, por otro lado, en la figura 37 se presentan los perfiles de índice de refracción esperados para las guías. Nótese las diferencias en los anchos de las distribuciones en la figura 36 y en la forma de las barreras ópticas en la figura 37; como puede verse, ambas características dependen fuertemente del ángulo de implantación y del tipo de ion. Estas diferencias producirán guías con características ópticas diferentes, *e.g.* transmitancia, esparcimiento, luminiscencia y emisión láser.

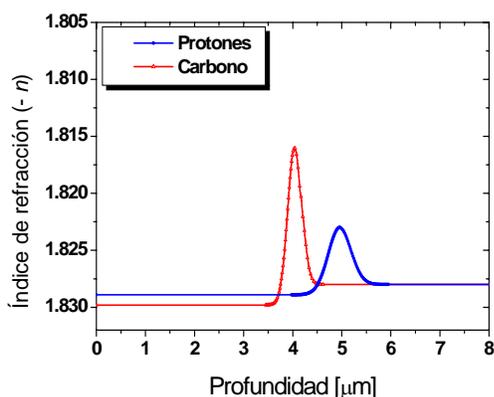


**Figura 35.** Esquema de las trayectorias posibles para un ion bajo diferentes eventos de colisión. **A** efecto de canalización, **B** colisiones aleatorias y **C** efecto de canalización parcial.



**Figura 36.** Distribuciones de iones implantados en cristales de Nd:YAG, obtenidas con el programa SRIM. (a) Protones a 1.0 MeV de energía implantados a 60°. (b) Carbono a 7.0 MeV de energía implantado a un ángulo de 8°.

Los perfiles de índice de refracción esperados se obtuvieron de trabajos previos en guías planas. En esas guías, fabricadas con parámetros de implantación similares a los de la tabla III, los índices de refracción efectivos de los modos de propagación de las guías se midieron con la técnica de modos oscuros. Posteriormente, con el programa *Ion Implanted WaveGuides* se ajustó el perfil de índice de refracción hasta que se reprodujeran



**Figura 37.** Perfiles de índice de refracción esperados en el eje  $x$  para las guías de onda implantadas con protones ( $\Delta n \sim +0.05\%$  en la región de la guía y  $\sim -0.27\%$  en la barrera óptica) o carbono ( $\Delta n \sim +0.09\%$  y  $-0.65\%$  en guía y barrera, respectivamente).

**Tabla IV.** Datos introducidos al programa SRIM para simular las condiciones de implantación de la tabla III.

Ion	Elemento seleccionado (masa <i>uma</i> )	Energía ( <i>keV</i> )	Ángulo (°)	Número de iones	Espesor del sustrato ( $\mu\text{m}$ )	Densidad del cristal ( $\text{gr}/\text{cm}^3$ )
Protones ( $\text{H}^+$ )	H (1.008)	1000	60	2000	10	4.56
Carbono ( $\text{C}^{2+}$ )	C (12)	7000	8	2000	10	4.56

teóricamente los modos medidos: para el ajuste del perfil se consideró que la profundidad de la distribución de iones fue la profundidad a la que se formó la barrera óptica, el ancho de la barrera se tomó aproximadamente igual al ancho de la distribución de iones, mientras que los cambios en el índice de refracción se ajustaron de modo que se reprodujeran los modos experimentales (Flores Romero, 2003). Los perfiles de la figura 37 se obtuvieron siguiendo los mismos criterios en cuanto a la profundidad y ancho de la barrera óptica, mientras que el cambio en el índice de refracción en la barrera óptica se extrapoló de los resultados obtenidos en guías planas.

Algunos datos de los iones y del cristal utilizados en el programa SRIM para obtener las distribuciones de la figura 36 se presentan en la tabla IV; la composición estequiométrica usada para el cristal fue  $\text{Nd}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (Nd:YAG al 1.0 % *at.*).

### IV.2.3 La mascarilla para implantación

Para aprovechar el aumento en el índice de refracción generado en la región del sustrato entre la barrera óptica y la superficie, y de esta manera fabricar guías angostas, se debe realizar la implantación de los iones (protones o carbono en este caso) a través de una **mascarilla positiva**. Las características generales que debe tener tal mascarilla para que sea útil para acotar las guías al *ancho propuesto* en el diseño de éstas, son las siguientes:

- El espesor debe ser capaz de frenar totalmente los iones en las regiones a proteger.
- Tener rendijas de dimensiones micrométricas ( $\sim 5\text{-}20 \mu\text{m}$ ), para que las guías obtenidas puedan acoplarse con elementos o dispositivos de esas dimensiones (fibras ópticas, circuitos de óptica integrada, etc.).
- Poder ser retirada del cristal de manera que no dañe físicamente los bordes.

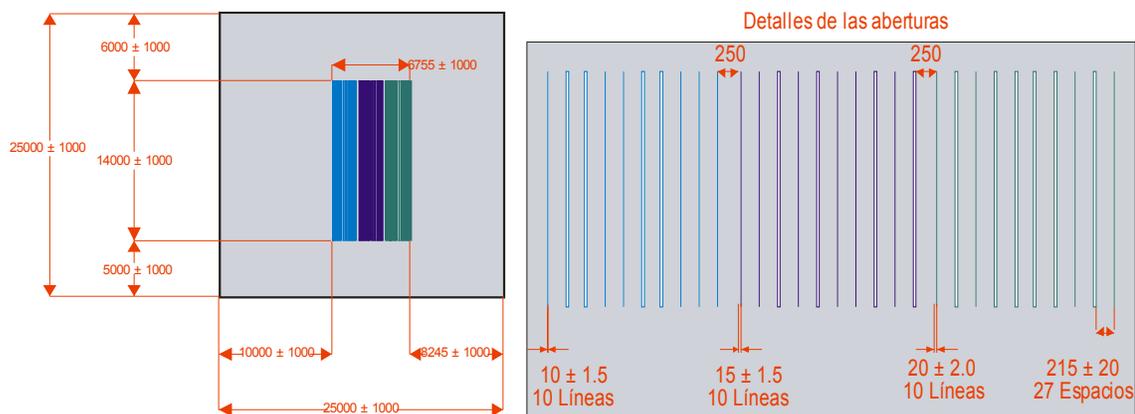
- No debe introducir demasiadas impurezas al material durante la implantación.

Varios tipos de mascarillas han sido utilizadas por otros autores para realizar la implantación de iones, las más utilizadas son mascarillas metálicas depositadas por técnicas de *microlitografía* (Field *et al.*, 1991a,b), mascarillas de resina fotosensible *–fotorresina–* (Fluck *et al.*, 1996) y un arreglo que permite variar el ancho de una rendija formada por placas metálicas que se pueden mover mediante *microposicionadores* piezoeléctricos (Moretti *et al.*, 2003).

En este trabajo se utilizó una mascarilla de implantación fabricada por medio de la técnica de **electroformado** (*electroforming*). De forma muy general, la técnica consiste en el depósito electrolítico de un metal sobre un sustrato base que contiene el patrón de líneas requerido (el patrón debe ser hecho de un material conductor de electricidad); una vez que el material depositado ha alcanzado el espesor necesario, el sustrato base se retira y queda listo el patrón metálico útil. El proceso permite la duplicación con calidad alta del patrón maestro y, por tanto, permite una producción de calidad, costos bajos por unidad, *repetibilidad* alta y un control preciso del proceso.

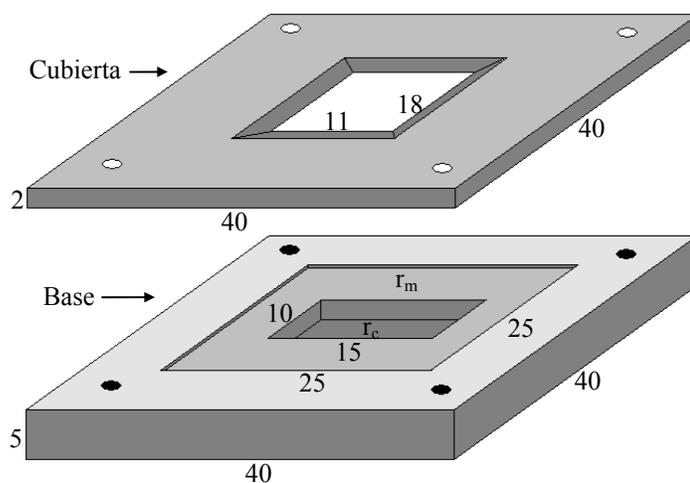
Con esta técnica de fabricación se pueden obtener mascarillas con rendijas de 10 o más *micrómetros* de ancho; rendijas de 5  $\mu\text{m}$  se pueden obtener pero el costo de fabricación se eleva considerablemente. Se decidió adquirir una mascarilla de una aleación de níquel-cobalto con rendijas de 10, 15 y 20  $\mu\text{m}$  de ancho fabricada por la *Metrigraphics Division of Dynamics Research Corporation*. Como puede verse, la **tecnología** para la fabricación de la mascarilla de implantación influyó para determinar el ancho de las guías.

El diseño de la mascarilla se muestra en la figura 38, su espesor es de 25  $\mu\text{m}$  en la zona de las rendijas y de 100  $\mu\text{m}$  en la zona periférica. La composición de la aleación es de 86% níquel, ~14% cobalto y 0.05% azufre (*Dynamics Research Corporation*, 2005). De acuerdo al programa SRIM se necesitan poco más de 3.2  $\mu\text{m}$  de esta aleación de níquel-cobalto para detener protones que impacten la mascarilla a una energía de 1.0 *MeV* y a un ángulo de 60°; en el caso de carbono, a 7.0 *MeV* de energía y a un ángulo de 8°, se necesitan poco más de 2.9  $\mu\text{m}$  para detener los iones.



**Figura 38.** Diseño de la mascarilla para implantación de iones. Las unidades están en *micrómetros*.

Para mantener la mascarilla fija sobre el cristal durante la implantación se fabricó un *portamuestras* especial, figura 39; el portamuestras consiste en una base y una cubierta, la base tiene dos recintos, en el inferior se coloca el cristal y en el superior la mascarilla; al atornillar la cubierta a la base se mantienen fijos el cristal y la mascarilla. El portamuestras también hace más fácil el manejo de la muestra durante los preparativos para la implantación.



**Figura 39.** Esquema del portamuestras utilizado para mantener la mascarilla (colocada en el recinto  $r_m$ ) fija sobre el cristal (colocado en  $r_c$ ) durante la implantación de iones. Las unidades están en *milímetros*.

#### IV.2.4 Conclusiones del diseño del experimento

Los resultados del diseño del experimento para fabricar guías angostas por la técnica de implantación de iones son los parámetros de implantación propuestos en la tabla III, los perfiles de índice de refracción esperados (figura 37), y las dimensiones esperadas de las guías que se presentan en la tabla V. En esa tabla las guías de onda esperadas se han clasificado en tres grupos, la clasificación corresponde a los tres grupos de rendijas de igual ancho que tiene la mascarilla para implantación; por tanto, cada grupo (A, B o C) incluye un conjunto de 10 guías con las mismas dimensiones esperadas.

**Tabla V.** Dimensiones esperadas para las guías de onda fabricadas por implantación de protones o carbono en cristales de Nd:YAG\*.

Grupo de guías	Protones		Carbono	
	Ancho ( $\mu\text{m}$ )	Profundidad ( $\mu\text{m}$ )	Ancho ( $\mu\text{m}$ )	Profundidad ( $\mu\text{m}$ )
A	10	4.96	10	4.04
B	15	4.96	15	4.04
C	20	4.96	20	4.04

\* Los parámetros de implantación se presentan en la tabla III.

#### IV.3 Fabricación de guías de onda angostas por implantación de iones

El proceso para llevar a cabo una implantación de iones se describe enseguida.

*Limpieza del sustrato, de la mascarilla y del portamuestras.* El sustrato se limpia cuidadosamente, primero con bastoncillos de algodón humedecidos con acetona, después se introduce durante 15 minutos en una cuba ultrasónica llena con agua (50%) y alcohol (50%), al final se limpia con alcohol. La mascarilla se limpia para quitar cualquier partícula de polvo, esto se hace deslizando suavemente sobre su superficie una toallita para limpieza de superficies ópticas empapada de acetona o alcohol, al deslizar la toallita debe tenerse cuidado porque ésta puede atorarse en las rebabas de los bordes de la mascarilla. También debe cuidarse de no presionar demasiado la mascarilla ni la región de las rendijas. El portamuestras se limpia de polvo y grasa con bastoncillos remojados en acetona o alcohol.

*Montaje del sustrato y la mascarilla en el portamuestras.* Este paso sólo es necesario para la fabricación de guías angostas. Antes de colocar el sustrato y la mascarilla en el portamuestras, mostrado en la figura 39, se debe determinar la posición correcta de la cubierta y de la base de éste. La abertura de la cubierta debe quedar perpendicular al recinto del sustrato y aproximadamente al centro de éste (la posición incorrecta será evidente ya que, aunque la abertura quede perpendicular, uno de sus bordes casi coincidirá con uno de los bordes del recinto del sustrato, si esto pasa sólo hay que rotar la cubierta en 180°). Una vez determinada la posición correcta de la cubierta y de la base del portamuestras, el sustrato y la mascarilla se colocan en los recintos correspondientes cuidando de no dañar las aristas del sustrato y de alinear la mascarilla para que sus rendijas queden al centro de la abertura de la cubierta. Finalmente, la cubierta del portamuestras se atornilla a la base.

*Área de implantación.* Antes de colocar la muestra en la cámara de implantación del acelerador se hace una prueba para determinar el área que cubre el barrido del haz y para verificar que el haz de iones sea uniforme. El área de barrido debe ser suficiente para cubrir totalmente el área que se desea implantar; en este caso debe cubrir totalmente la región de las rendijas en la mascarilla.

*Implantación.* El sustrato se coloca en la cámara de vacío del acelerador, se cierra la cámara, se hace el vacío y se procede a la implantación con los parámetros elegidos. Una descripción breve del funcionamiento del acelerador electrostático utilizado se presenta en el apéndice A de este trabajo. Al terminar la implantación es conveniente esperar alrededor de una hora antes de sacar la muestra de la cámara de implantación, esto se hace para evitar los cambios bruscos de temperatura que podrían dañar el equipo y la muestra.

#### **IV.4 Métodos para caracterizar guías de onda angostas**

La caracterización de las guías angostas incluyó sus propiedades ópticas pasivas y activas. La caracterización de las **propiedades ópticas pasivas** incluyó la toma de microfotografías de las guías de onda, la adquisición de imágenes de la distribución transversal de la intensidad de la luz a la salida de las guías, la medición de la transmisión de luz y las pérdidas por propagación en las guías formadas. La caracterización de las **propiedades ópticas activas** comprendió el análisis de los espectros de absorción y luminiscencia y de

las curvas de eficiencia láser de las guías; de estos análisis se calculó el ensanchamiento en el espectro de luminiscencia, la sección transversal de emisión estimulada, la eficiencia y la potencia umbral de la emisión láser.

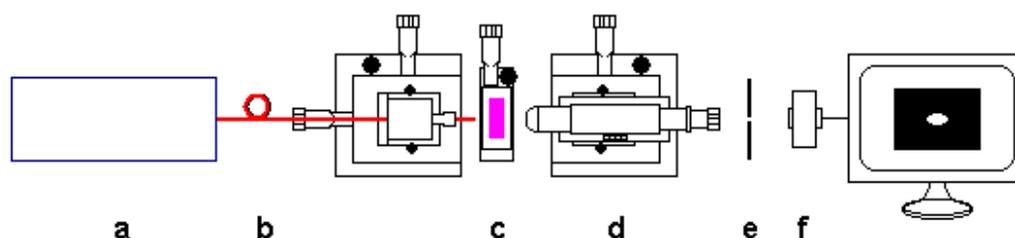
#### IV.4.1 Microfotografías

Para estudiar las barreras ópticas y, de ahí, las guías formadas por la implantación de iones se tomaron microfotografías de los cantos y de la superficie de los cristales. Esto se hizo con un microscopio óptico (Olympus BH-2), las magnificaciones utilizadas fueron de 100X y 400X. De las microfotografías, y con ayuda de una escala micrométrica, fue posible estimar la profundidad y el ancho de las guías formadas.

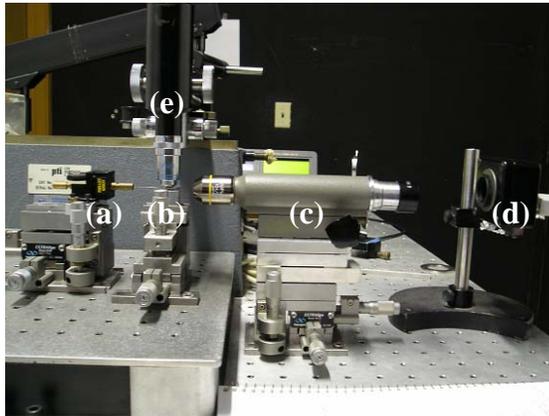
#### IV.4.2 Modos transversales

La distribución transversal de la intensidad de los modos soportados por las guías (modos transversales) se obtuvo de imágenes tomadas en la cara de salida de las guías. El arreglo experimental usado para obtener las imágenes se muestra en la figura 40.

El acoplamiento de la luz a la guía se realizó por su cara de entrada. La fuente de luz utilizada fue un láser de semiconductor de  $\lambda = 635 \text{ nm}$  con terminal de fibra óptica monomodal con un diámetro de haz de salida de  $\sim 7.7 \mu\text{m}$ . Este haz de luz se acopló a la guía de onda por el siguiente procedimiento: la cara de salida de la fibra fue alineada con la cara de entrada de la guía por medio de *microposicionadores*, el acercamiento se supervisó



**Figura 40.** Esquema del arreglo experimental usado para obtener imágenes de los modos transversales de las guías de onda. (a) Láser de semiconductor, (b) fibra óptica, (c) guía de onda, (d) microscopio colector, (e) diafragma, (f) cámara CCD.



**Figura 41.** Fotografía del arreglo experimental usado para obtener la distribución transversal de la intensidad de los modos de las guías de onda. (a) Fibra óptica, (b) sustrato, (c) microscopio colector, (d) cámara CCD, (e) microscopio supervisor.

con un microscopio colocado perpendicularmente a la dirección de propagación de la luz y enfocado en la región de conexión. La imagen de la distribución de luz a la salida de la guía fue obtenida por un microscopio óptico (magnificación 900X), después del cual se colocó un diafragma para permitir sólo el paso de la luz proveniente de la guía, *i.e.* para eliminar la luz proveniente del sustrato. La luz proveniente de la guía fue enfocada en una cámara CCD (*charge coupled device*, dispositivo de cargas eléctricas interconectadas) con la cual se obtuvieron las imágenes de los modos transversales soportados por la guía. En la figura 41 se muestra una fotografía del arreglo experimental. A partir de las imágenes de una escala graduada tomadas con el mismo arreglo experimental se hicieron estimaciones de los diámetros de los haces de los modos.

#### IV.4.3 Transmitancia

La transmitancia de cada guía de onda  $T_G$  se tomó como el cociente entre la intensidad de salida de la guía  $I_s$  y la intensidad de entrada  $I_0$ , es decir  $T_G = I_s/I_0$ , donde  $I_0$  es la intensidad de salida de la fibra óptica utilizada para acoplar la luz a la guía (ver figura 18).

Las mediciones para calcular la transmitancia de las guías se realizaron prácticamente con el mismo arreglo experimental que se utilizó para obtener los modos transversales (figura 40), las diferencias fueron las siguientes: la luz a la salida de la guías fue colectada

con un microscopio de magnificación menor (150X) y la cámara CCD fue reemplazada por un detector de potencia con esfera integradora. Con este último se midió la intensidad de la luz proveniente de la guía  $I_s$  y, previamente, la intensidad de la luz a la salida de la fibra  $I_0$ .

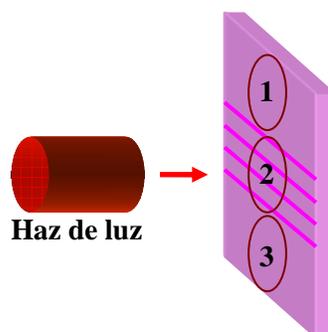
#### IV.4.4 Pérdidas por propagación a 635 nm

Las ecuaciones (54) y (55) y los valores de la transmitancia de las guías ( $T_G$ ) se utilizaron para estimar las pérdidas por propagación en las guías a 635 nm. La eficiencia de acoplamiento **fibra-guía** se calculó con las ecuaciones (56)-(60); las cinturas de los modos transversales de las guías se calcularon de las imágenes obtenidas con la cámara CCD, la cintura del haz que sale de la fibra óptica se midió con un microscopio óptico.

#### IV.4.5 Espectroscopia

##### IV.4.5.1 Espectro de absorción

Se midieron los espectros de absorción de los cristales en volumen y de la región de las guías con un espectrofotómetro (HP 8453 UV-Visible) en pasos de 1.0 nm. Los espectros se tomaron en dirección perpendicular a la dirección de propagación de las guías, figura 42; el espectro del cristal en volumen se obtuvo al hacer incidir los haces en las zonas 1 ó 3, el espectro de la región de las guías se obtuvo al hacer incidir los haces en la zona 2. Como puede verse en la figura 42, al irradiar la muestra en la región 2 no sólo se mide la absorción debida a las guías de onda sino también la debida al sustrato.



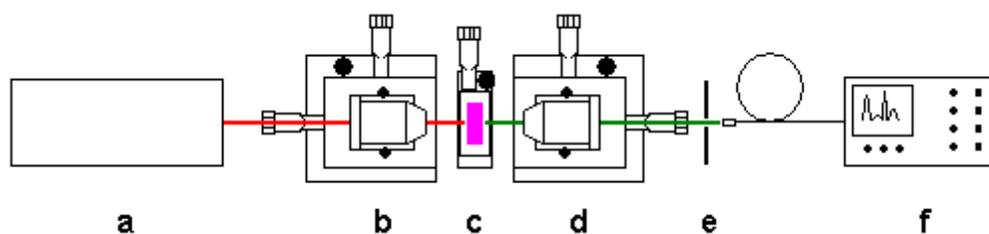
**Figura 42.** Esquema para mostrar las zonas donde el haz de luz incide sobre el cristal para medir los espectros de absorción.

#### IV.4.5.2 Espectros de luminiscencia

La implantación de iones modifica las propiedades de emisión de los materiales, *i.e.* la luminiscencia. Esta modificación se aprecia en un ensanchamiento de las bandas de emisión o en una disminución de la intensidad relativa entre los valores máximos de esas bandas. El ensanchamiento en las bandas de emisión está relacionado con una disminución de la vida media de la luminiscencia y, de ahí, con una disminución de la sección transversal de emisión estimulada y del coeficiente de ganancia. Por otro lado, un cambio en las intensidades relativas de las bandas de emisión puede significar que la implantación haya favorecido que alguna banda de emisión predomine sobre las demás.

Los espectros de luminiscencia de las guías de onda se obtuvieron con el arreglo que se muestra en la figura 43. La fuente de bombeo usada fue un láser de Ti:Zafiro (bombeado con un láser de Nd:YVO<sub>4</sub>) que proporcionó un haz láser con una potencia de 100-180 *mW* a una longitud de onda de bombeo de  $\lambda_b = 808 \text{ nm}$ . La luz fue acoplada a la guía de onda usando un objetivo de microscopio 10X; la luz a la salida de la guía fue recuperada por un objetivo de microscopio 20X, la luz proveniente de la guía se separó de la proveniente del sustrato con un diafragma y fue enfocada sobre la cara de entrada de una fibra óptica conectada a un analizador de espectros ópticos (HP 70951A). Los objetivos de microscopio y la guía de onda se colocaron sobre *microposicionadores*; la resolución nominal utilizada en el analizador de espectros fue de 1.0 *nm*.

Los espectros del cristal en volumen se obtuvieron con el arreglo anterior al desplazar la muestra hasta que el haz incidente estuviese completamente desacoplado de la guía e incidiendo sobre el cristal.



**Figura 43.** Arreglo experimental usado para obtener los espectros de luminiscencia de las guías de onda y del cristal en volumen. (a) Láser de Ti:zafiro, (b) objetivo 10X, (c) guía de onda, (d) objetivo 20X, (e) diafragma, (f) analizador de espectros.

### IV.4.5.3 Análisis de los espectros de luminiscencia de guías de onda de Nd:YAG

Los efectos de la implantación en el espectro de luminiscencia del Nd:YAG (en las tres regiones principales) se analizaron mediante la comparación de los espectros del cristal en volumen y con los espectros correspondientes de las guías. Se realizaron dos tipos de comparaciones entre los espectros obtenidos: una para determinar cambios en las intensidades relativas de las bandas y otra para determinar los cambios en el ancho de ellas.

Las regiones del espectro de luminiscencia que se analizaron fueron las correspondientes a las transiciones dominantes:  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 867\text{-}950\text{ nm}$ ),  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1050\text{-}1125\text{ nm}$ ) y  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda \sim 1310\text{-}1450\text{ nm}$ ). Se omitieron las otras regiones del espectro generadas por transiciones entre otros niveles, incluida la generada por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  ( $\lambda \sim 1.73\text{-}2.14\ \mu\text{m}$ ), ya que representan menos del 1.0 % del total de la emisión (Kushida *et al.*, 1968; Watts, 1971).

#### IV.4.5.3.1 Cambios en las intensidades relativas de las bandas

La comparación de las intensidades relativas en los espectros de luminiscencia de las guías con el del cristal en volumen se realizó por dos procedimientos.

**Procedimiento 1.** *Análisis de espectros individuales de las guías.* De cada grupo de guías se eligieron algunos espectros representativos, los cuales, junto con el del cristal en volumen, se normalizaron para que la intensidad de la banda dominante en cada región de cada espectro fuese igual a la unidad. Esta normalización permite apreciar las diferencias en las intensidades relativas de las bandas del espectro de luminiscencia de *cada guía* con respecto a las intensidades relativas de las bandas del espectro del cristal en volumen.

**Procedimiento 2.** *Análisis del espectro promedio para cada grupo de guías.* Para cada grupo de guías (ver tabla V) se obtuvo un “espectro promedio” de la luminiscencia, esto es, se promediaron los espectros de luminiscencia de las guías de cada grupo. El espectro “promedio” se normalizó a una intensidad máxima igual a la unidad y se comparó con el espectro normalizado del cristal en volumen correspondiente.

#### IV.4.5.3.2 Cambios en el ancho de las bandas

Esta comparación, realizada para cuantificar el aumento en el ancho, *i.e.* **ensanchamiento**, de las bandas de los espectros de luminiscencia de las guías con respecto al ancho de las bandas del espectro del cristal en volumen, también se efectuó por dos procedimientos.

**Procedimiento 1.** *Análisis de los espectros individuales de las guías.* Consistió en aproximar las bandas de los espectros de luminiscencia de *cada guía* y del *cristal en volumen* mediante funciones gaussianas utilizando la ecuación (66). De las aproximaciones se obtuvieron los cambios en el ancho de las bandas de los espectros de cada guía, ecuación (68), y el cambio promedio en el ancho de banda para cada grupo de guías, ecuación (70).

**Procedimiento 2.** *Análisis del espectro promedio para cada grupo de guías.* Consistió en aproximar, mediante funciones gaussianas de la forma presentada en la ecuación (66), las bandas del “espectro promedio” de cada *grupo de guías* (ver tabla V). De esas aproximaciones se obtuvieron los anchos de banda de los espectros promedio. Con una sustracción similar a la de la ecuación (68) se calcularon los cambios en el ancho de banda de los espectros “promedio” de las guías con respecto a los anchos de banda del espectro del cristal en volumen.

Las aproximaciones mediante funciones gaussianas a las bandas de los espectros de luminiscencia se realizaron de la siguiente forma. Para el *análisis de los espectros individuales de las guías*, cada región del espectro fue aproximada por una suma de funciones gaussianas sobre una línea base, ahí cada función gaussiana se hizo coincidir con una banda del espectro; las longitudes de onda centrales  $\lambda_{ci}$  de las bandas de emisión para las que se realizó esta aproximación se presentan en la tabla VI. La forma general de la aproximación en cada región del espectro fue la siguiente:

$$I(\lambda) = I_b + \sum_i \frac{A_i}{\xi_i \sqrt{\pi/2}} \exp\left(-2 \frac{(\lambda - \lambda_{ci})^2}{\xi_i^2}\right), \quad (66)$$

donde  $I_b$  es una línea base sobre la cual se superponen las funciones gaussianas de la sumatoria,  $\lambda_{ci}$  es la longitud de onda central de la banda *i-ésima*,  $A_i$  es la amplitud de la función gaussiana correspondiente y  $\xi_i$  es el ancho total de la función gaussiana a una intensidad  $I = I_0 e^{-1/2}$  ( $I_0$  es el valor máximo de la función, y  $e^{-1/2} \sim 0.60$ ).

**Tabla VI.** Longitudes de onda centrales de las bandas de emisión, de los espectros individuales de las guías de onda, a las que se aproximaron funciones gaussianas.

Región	Transición	Longitudes de onda de las bandas aproximadas (nm)	Valores de $i$ respectivos
I	${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	884.9, 891.1, 900.1, 938.4, 946.0	1 – 5
II	${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	1052.0, 1061.4, 1064.1, 1068.0, 1073.7, 1077.8, 1105.4, 1112.0, 1115.9, 1122.5	1 – 5 6 – 10
III	${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	1318.7, 1334.4, 1338.0, 1340.7, 1356.2	1 – 5

El **ancho total de la banda**  $i$ -ésima a la mitad del valor máximo  $w_i$  (*full width at half maximum*) está dado por:

$$w_i = \xi_i \sqrt{2 \ln 2} . \quad (67)$$

El **ensanchamiento**,  $\Delta w_{gi}$ , de la banda  $i$ -ésima en el espectro de la guía  $g$  con respecto a la banda correspondiente en el espectro del cristal en volumen, se obtuvo mediante la sustracción de los anchos respectivos, como sigue:

$$\Delta w_{gi} = w_{vi} - w_{gi} , \quad (68)$$

donde  $w_{vi}$  es el ancho de la banda  $i$ -ésima en el espectro del cristal en volumen y  $w_{gi}$  es el ancho de la banda  $i$ -ésima en el espectro de la guía  $g$ -ésima ( $g = 1, 2, 3, \dots, 30$ ).

El **error**  $E(\Delta w_{gi})$  al determinar el ensanchamiento  $\Delta w_{gi}$  está dado por esta fórmula:

$$E(\Delta w_{gi}) = E(w_{vi}) + E(w_{gi}) , \quad (69)$$

donde  $E(w_{vi})$  y  $E(w_{gi})$  son los errores cometidos al determinar el ancho de las bandas por medio de la aproximación gaussiana en los espectros del cristal en volumen y de la guía, respectivamente.

Finalmente, el **ensanchamiento promedio** de la banda  $i$ -ésima en los espectros de luminiscencia de las guías con dimensiones similares se obtuvo de la ecuación siguiente:

$$\overline{\Delta w_i} \pm E(\overline{\Delta w_i}) = \frac{1}{10} \sum_g \Delta w_{gi} \pm \frac{1}{10} \sum_g E(\Delta w_{gi}) , \quad (70)$$

donde  $g = 1, 2, \dots, 10$  para el grupo de guías A;  $g = 11, 12, \dots, 20$  para el grupo B; y  $g = 21, 22, \dots, 30$  para el grupo C, ver tabla V.

#### IV.4.5.4 Sección transversal de emisión estimulada

El espectro de luminiscencia  $I(\lambda)$  puede utilizarse para calcular el perfil de línea  $g(\nu)$  de las transiciones. En este caso, el perfil de la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\sim 1050\text{-}1125\text{ nm}$ ) se obtuvo del espectro de luminiscencia usando la relación siguiente (Krupke *et al.* 1986):

$$g(\nu) = \frac{\beta}{c} \frac{\lambda^3 I(\lambda)}{\int \lambda I(\lambda) d\lambda}, \quad (71)$$

donde  $I(\lambda)$  es la intensidad de la luminiscencia, medida en unidades de potencia por intervalo de longitud de onda  $\lambda$ ;  $c$  es la velocidad de la luz en el espacio libre, y  $\beta$  es la razón de ramificación entre los estados. En el caso del Nd:YAG se tiene que  $\beta = \beta({}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}) = 0.56$  (Verdeyen, 1995).

Al sustituir la ecuación (71) en la (2) se obtiene la sección transversal de emisión estimulada  $\sigma(\lambda)$  en términos del espectro de luminiscencia.

#### IV.4.6 Emisión láser

En este trabajo se estudió la emisión láser a  $1064\text{ nm}$  en las guías de onda angostas utilizando un bombeo óptico indirecto (figura 28) con un láser de titanio-zafiro funcionando a una longitud de onda de  $\lambda_b \sim 808\text{ nm}$ . En el estudio se obtuvieron el espectro de emisión y las curvas de eficiencia; del espectro se determinaron la *línea de emisión* y el *ancho de banda*; de las curvas de eficiencia se obtuvieron la *potencia umbral* y la *eficiencia láser*; además, los valores de la eficiencia se utilizaron para estimar las *pérdidas por propagación* a la longitud de onda láser.

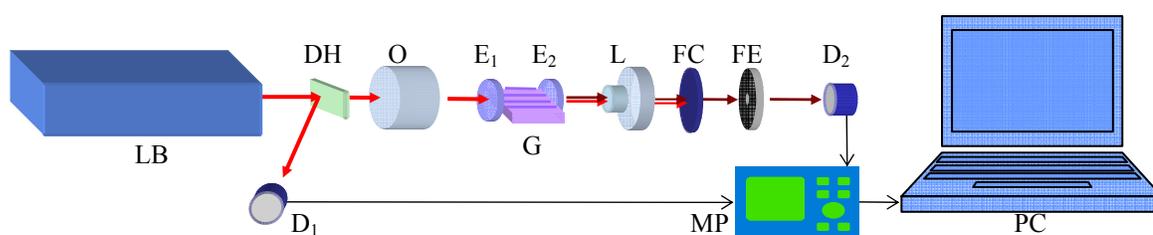
##### IV.4.6.1 Arreglo experimental para estudiar la emisión láser

El arreglo experimental utilizado para estudiar las propiedades de emisión láser de las guías de onda angostas se esquematiza en la figura 44. Un láser de titanio-zafiro funcionando en modo continuo,  $\lambda_b = 808\text{ nm}$ , fue utilizado como fuente de bombeo (LB). Un detector ( $D_1$ ) colocado antes de la cavidad recibió el haz reflejado por un divisor de haz (DH); el haz reflejado se utilizó para monitorear la potencia entrante en la cavidad láser. El haz de bombeo fue acoplado a través del canto de la guía (G) mediante un objetivo de microscopio

10X (O). La luz a la salida de la cavidad fue colectada por medio de una lente esférica (L), cuyas superficies están recubiertas con películas antirreflectoras en el rango de longitudes de onda de 1050-1500  $nm$ . El objetivo de microscopio, el cristal con las guías de onda (junto con los espejos,  $E_1$  y  $E_2$ ) y la lente esférica se colocaron en *microposicionadores* para maximizar la potencia de bombeo acoplada a la guía en estudio.

El haz colectado por la lente esférica fue filtrado espacialmente con un diafragma (FE) para eliminar la luz proveniente del sustrato; un filtro de color (FC), con transmitancia de  $\sim 0.5\%$  a 808  $nm$ , se usó para eliminar los residuos del haz de bombeo. De esta manera se aseguró que la luz analizada proviniese del haz láser de la guía de onda.

La **cavidad láser** fue formada con espejos dieléctricos colocados sobre las caras pulidas del cristal; para asegurar un buen contacto entre las caras de las guías de onda y los espejos se colocó una película delgada de un aceite de baja viscosidad utilizado en objetivos de inmersión para microscopios (el aceite no se eligió para igualar el índice de refracción de la guía con el de los espejos, sólo se usó para asegurar un buen contacto espejo-sustrato). Se utilizaron tres cavidades resonantes, la diferencia entre ellas fue la transmitancia del espejo de salida a la longitud de onda de emisión láser. El espejo de entrada ( $E_1$ ) es cóncavo, radio de curvatura  $r_c = -1000\text{ mm}$ , con una reflectancia alta a la longitud de onda láser ( $R > 99\%$ ) y una transmitancia  $T \sim 75\%$  a la longitud de onda de bombeo. Los espejos de salida ( $E_2$ ) utilizados tienen transmitancias de 9.0, 10.5 y 21.5% a la longitud de onda de emisión láser, a partir de este momento estos espejos serán identificados como E09, E10 y E20, respectivamente (los espectros de reflexión de todos los espejos utilizados se muestran en el apéndice B).



**Figura 44.** Arreglo experimental usado para obtener oscilación láser en guías de onda angostas.

Los tres espejos de salida fueron planos ( $r_c = \infty$ ). La longitud de la cavidad fue de 1.0 cm. Con estos datos es fácil verificar que la relación (5) se cumple, ya que  $g_1 = 0.99$  y  $g_2 = 1.0$ ; por tanto, la cavidad es estable.

El **espectro de emisión láser** se obtuvo por medio de un analizador de espectros ópticos (no mostrado en la figura) hacia el cual fue dirigido el haz láser proveniente de la guía; en el analizador se usó la máxima resolución para obtener el espectro, la cual es de 0.08 nm.

Para obtener la **curva de eficiencia láser** el haz proveniente de la guía fue dirigido a un segundo detector ( $D_2$ ); los detectores a la entrada y a la salida fueron conectados a un medidor de potencia (MP) conectado a una computadora (PC), con el fin de medir simultáneamente las potencias de bombeo y de emisión láser.

El **comportamiento temporal** de la emisión láser se midió al enfocar el haz de salida de la guía de onda sobre un detector rápido de silicio, tiempo de subida (*rise time*)  $t_s < 1 ns$ . El detector se conectó a un osciloscopio para determinar cualquier variación de la potencia de salida como función del tiempo.

#### IV.4.6.2 La curva de eficiencia láser

La curva de eficiencia láser es la gráfica de la potencia de salida contra la potencia de entrada, figura 5(b). La potencia de entrada puede ser la potencia incidente sobre la cavidad o la potencia absorbida por el medio activo. En este trabajo se utilizó la segunda opción.

Para calcular la **potencia absorbida** por la guía de onda se utilizó la siguiente relación:

$$P_{abs} = \eta_{abs} \cdot \eta_{ac} \cdot P_{in}, \quad (72)$$

donde  $P_{in}$  es la potencia incidente sobre el objetivo de entrada,  $\eta_{ac}$  es la eficiencia de acoplamiento *objetivo-guía*, que nos da el porcentaje de luz acoplada a la guía de onda con respecto a la potencia incidente sobre el objetivo de entrada, y  $\eta_{abs}$  es la eficiencia de absorción de la guía con respecto a la potencia acoplada a ella.

Para el YAG impurificado con neodimio al 1% at., el coeficiente de absorción a la longitud de onda de bombeo ( $\lambda_b = 808 nm$ ) es de  $\sim 6 cm^{-1}$ ; esto significa que, a potencias bajas, un cristal de 1.0 cm de longitud absorberá aproximadamente el 99.75% de la potencia acoplada al cristal (a la guía de onda, en este caso). Por tanto, en los cálculos se supuso que

toda la luz acoplada a la guía de onda era absorbida por ella, *i.e.* se consideró una eficiencia de absorción del 100 % ( $\eta_{abs} = 1$ ). En ese caso la ecuación (72) toma la forma siguiente:

$$P_{abs} = \eta_{ac} \cdot P_{in} \quad (73)$$

La eficiencia de acoplamiento *objetivo-guía*  $\eta_{ac}$  se calculó con la siguiente relación:

$$\eta_{ac} = \eta_{objetivo} \cdot \eta_{espejo} \cdot \eta_{modos} \quad (74)$$

donde  $\eta_{objetivo}$  es la transmitancia del objetivo de entrada a la longitud de onda de bombeo,  $\eta_{espejo}$  es la transmitancia del espejo de entrada a la longitud de onda de bombeo;  $\eta_{modos}$  es la eficiencia de traslape entre los modos transversales de la guía y del haz enfocado por el objetivo de microscopio a la longitud de onda de bombeo.

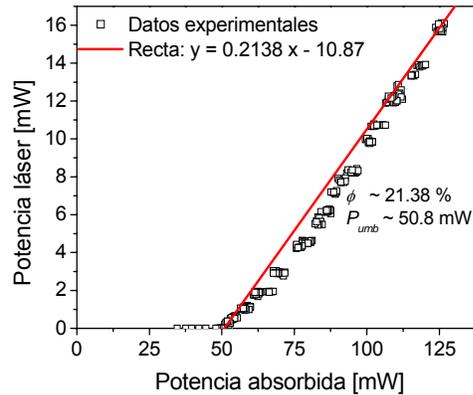
En el cálculo de la eficiencia de acoplamiento  $\eta_{ac}$  no se incluyó la eficiencia resultante de las pérdidas por *desalineación* (entre el eje óptico del haz enfocado por el objetivo de microscopio y el de la guía de onda), pues se consideró que por la alineación hecha con los *microposicionadores* esta eficiencia fue del 100 % ( $\eta_{des} = 1$ ). Por otro lado, las pérdidas por *reflexiones de Fresnel* tampoco se consideraron debido al contacto entre los espejos y el cristal asegurado con el aceite; en virtud de los índices de refracción del espejo (BK7 grado A,  $n = 1.51$ ), del aceite ( $n = 1.515$ ) y de la guía ( $n = 1.8285$ ) las pérdidas por reflexiones de Fresnel son menores al 1.0 %.

#### IV.4.6.3 Determinación de la eficiencia láser y la potencia umbral

La utilidad de la curva de eficiencia láser es que permite obtener dos de los parámetros más importantes de un láser, la eficiencia láser ( $\phi$ ) y la potencia umbral ( $P_{umb}$ ).

La eficiencia láser representa la cantidad de potencia absorbida que es convertida a potencia de salida a partir de que la oscilación láser inicia; una aproximación de la eficiencia viene dada por la ecuación (64). La potencia umbral es la potencia de bombeo mínima necesaria para que la oscilación láser comience, una forma de estimarla está dada por la ecuación (65).

Para obtener estos parámetros experimentalmente se realizó lo siguiente. Se graficó la potencia de salida contra la potencia absorbida (curva de eficiencia), seguidamente se ajustó una recta de la forma  $y = Ax + B$  a los datos experimentales en la región lineal de la



**Figura 45.** Curva de eficiencia láser de una guía de onda plana fabricada mediante implantación de protones en cristales de Nd:YAG (Flores Romero *et al.*, 2004).

curva, *i.e.* a partir del inicio de la oscilación láser. La pendiente de esa recta ( $A$ ) fue tomada como la **eficiencia láser**. El punto donde la recta ajustada cruza el eje de las abscisas ( $x = -B/A$ ) se tomó como el valor de la **potencia umbral de bombeo** (Paschotta, 2008b). En la figura 45 se puede apreciar un ejemplo de una curva de eficiencia láser obtenida para una guía de onda plana, en la figura se ejemplifica el uso de la recta ajustada para determinar la eficiencia y la potencia umbral de bombeo.

#### IV.4.7 Pérdidas por propagación a 1064 nm

Las pérdidas por propagación  $\alpha_p$ , a la longitud de onda láser ( $\lambda_e = 1064 \text{ nm}$ ), se estimaron a partir de los valores de la eficiencia láser  $\phi$ . La combinación de las ecuaciones (64) y (10) nos da la siguiente relación entre  $\alpha_p$  y  $\phi$ :

$$\alpha_p = \frac{1}{2L} \left( \eta \frac{1-R_2}{\phi} \frac{\lambda_b}{\lambda_e} + \ln(R_1 R_2) \right) + 4 \ln(T) \quad \text{cm}^{-1}, \quad (75)$$

donde  $L$  es la longitud de la cavidad,  $\eta$  la fracción de fotones absorbidos que contribuyen a la población del nivel dos,  $\lambda_b$  es la longitud de onda de bombeo,  $\lambda_e$  es la longitud de onda de emisión,  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectividades de los espejos de entrada y salida, respectivamente; y se ha incluido un factor de corrección debido a la reflexión de Fresnel ( $T = 1 - R_{fresnel}$ ) que ocurre en la interfase del cristal y el aceite utilizado para pegar los espejos al cristal.

# Capítulo V

---

## Resultados y discusión

---

En este capítulo se presentan los resultados de la fabricación y caracterización de guías de onda ópticas angostas producidas por la técnica de implantación de iones en cristales de Nd:YAG, así como su aplicación al desarrollo de láseres compactos.

Es importante mencionar aquí que la mayoría de los valores reportados en este capítulo son *valores promedio* de las propiedades de cada grupo de guías. Ya que la mascarilla para implantación permite la formación de 30 guías angostas en el mismo sustrato, éstas se han agrupado según se muestra en la tabla V; de acuerdo con esta agrupación, la caracterización incluyó la medición de las propiedades ópticas para cada guía y el subsiguiente cálculo de valores promedio de esas propiedades para cada grupo de guías.

### V.1 Implantación

Para fabricar las guías angostas se implantaron dos cristales de Nd:YAG (1.0 % *at.*) bajo las condiciones que se presentan en la tabla VII. Las dimensiones de los cristales fueron similares, siendo de  $1 \times 10 \times 15 \text{ mm}^3$ . Los iones se implantaron sobre una de las caras pulidas de  $10 \times 15 \text{ mm}^2$ . La implantación se realizó a través de una mascarilla de implantación positiva cuyas fotografías se muestran en la figura 46; en las fotografías es posible apreciar las diferencias en los anchos de las rendijas. Las mascarillas fueron retiradas de los cristales al término de la implantación para proseguir con la caracterización de las muestras obtenidas.

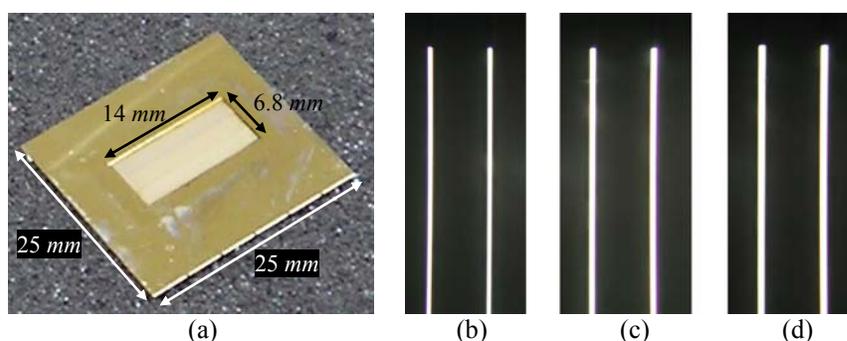
**Tabla VII.** Parámetros de implantación utilizados para fabricar guías de onda angostas.

Muestra	Cristal	Ion implantado	Energía (MeV)	Ángulo (°)	Dosis (iones/cm <sup>2</sup> )
Yag8	Nd:YAG (1.0% at.)	Protones (H <sup>+</sup> )	1.0	61	2.0 x 10 <sup>16</sup>
Yag7	Nd:YAG (1.0% at.)	Carbono (C <sup>2+</sup> )	7.0	8	5.0 x 10 <sup>14</sup>

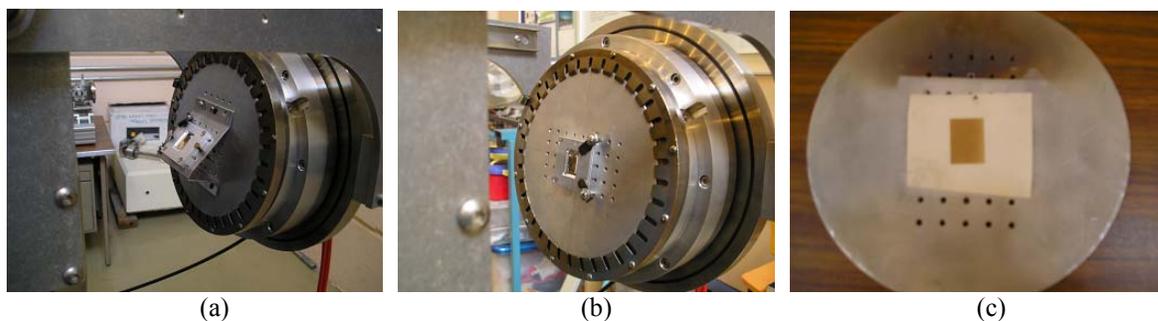
Nota: compárense estos valores con los propuestos en la tabla II.

En las figuras 47(a) y 47(b) se muestran fotografías de la cámara de implantación con el portamuestras (con el cristal y la mascarilla) colocado en la pared posterior de la cámara. En la figura 47(c) se muestra una fotografía del área cubierta al hacer el barrido de prueba con el haz de iones, *i.e.* el *área de implantación*. En el caso de la muestra yag8 el área de implantación barrida por el haz de protones fue de  $(1.36 \text{ cm})(2.15 \text{ cm}) = 2.92 \text{ cm}^2$ ; para la muestra yag7 el área barrida por el haz de iones de carbono fue de  $(1.56 \text{ cm})(2.11 \text{ cm}) = 3.29 \text{ cm}^2$ . En ambos casos el área de implantación fue suficiente para cubrir completamente la región de las rendijas en la mascarilla utilizada, la cual es de  $(0.676 \text{ cm})(1.40 \text{ cm}) = 0.95 \text{ cm}^2$ , figura 46(a).

Durante la implantación se tuvieron algunos contratiempos que impidieron que se reprodujeran fielmente las condiciones *propuestas* en la tabla III. El contratiempo principal fue que la fuente de iones de cesio (Ce<sup>137</sup>), necesarios para producir los iones a implantar, estaba agotándose. Al no haber suficientes iones de cesio se produce una corriente baja de



**Figura 46.** Fotografías de la mascarilla para implantación de iones. (a) Mascarilla completa. (b)-(d) Rendijas de 10, 15 y 20  $\mu\text{m}$  de ancho, respectivamente.



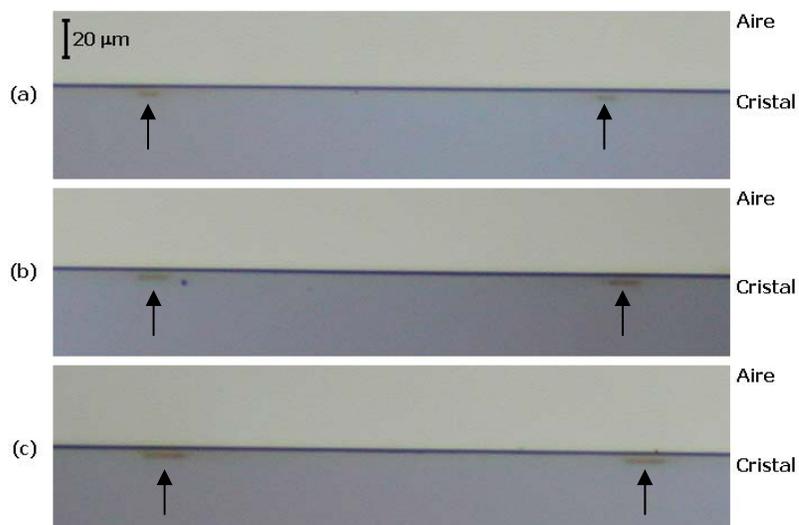
**Figura 47.** Fotografías de la implantación. (a) Muestra yag8 colocada en la cámara de implantación a un ángulo de  $61^\circ$ . (b) Muestra yag7 colocada a un ángulo de  $8^\circ$ . (c) Área de implantación cubierta por el haz de iones.

iones a implantar, esto hace que el tiempo de implantación se prolongue. Como el tiempo disponible para el uso del acelerador es limitado se optó por detener las implantaciones a dosis menores que las propuestas en la tabla III. Sin embargo, como veremos en las siguientes secciones, las dosis implantadas fueron suficientes para que las guías de onda se formaran.

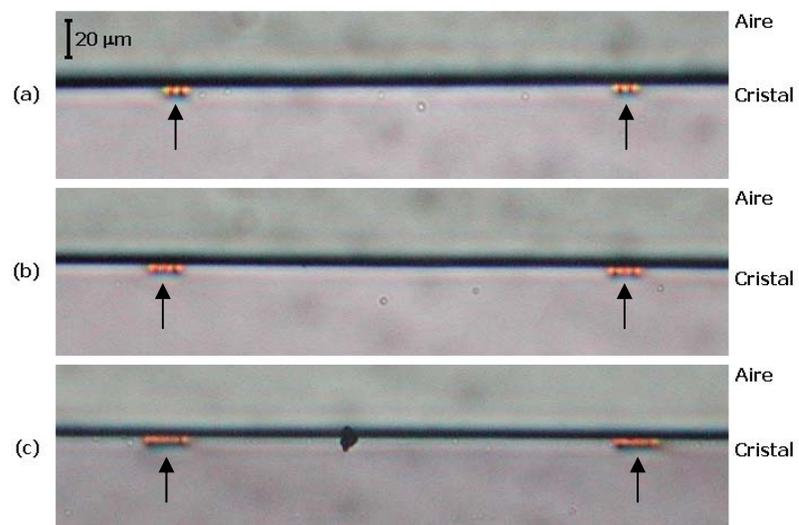
## V.2 Formación de las guías y sus dimensiones

En las microfotografías tomadas a las caras de entrada y salida de las guías se observó que la implantación produjo todas las barreras ópticas esperadas. En la figura 48 se muestran microfotografías de la muestra yag8 en las que se pueden apreciar las diferentes barreras ópticas generadas por la implantación.

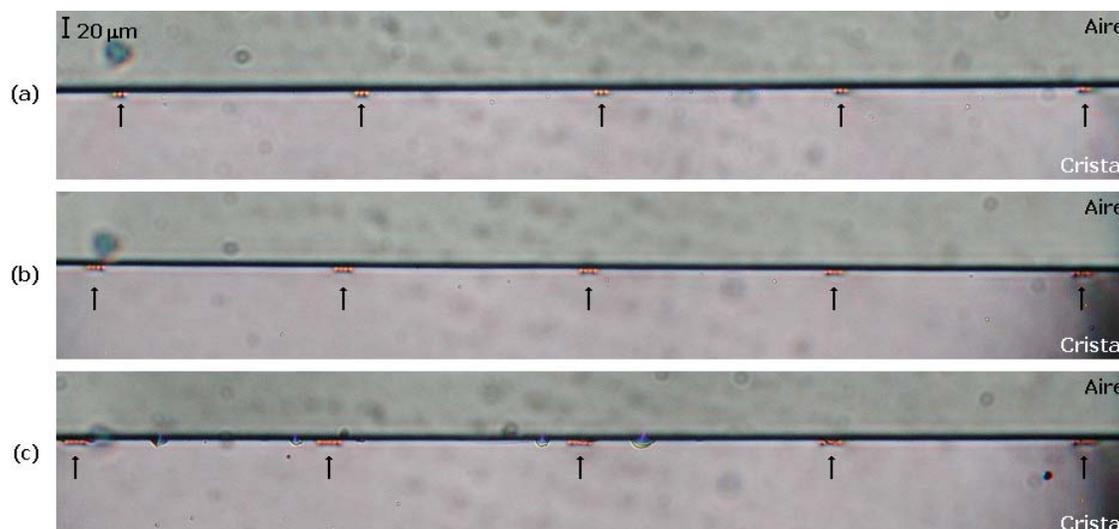
En las figuras 49 y 50 se muestran microfotografías de las guías de la muestra yag7; en ellas es posible apreciar el confinamiento de la luz blanca proveniente del sistema de iluminación del microscopio con el que se tomaron las fotografías; puede observarse que las características del guiado dependen del ancho de la guía. En la figura 50 se muestra un mayor número de barreras a fin de compararla con el esquema mostrado en la figura 31.



**Figura 48.** Micro-fotografías del canto del sustrato de la muestra yag8. Las flechas señalan las barreras ópticas formadas: (a) dos del grupo A, (b) dos del grupo B, y (c) dos del grupo C. Todas las barreras mostradas se localizan en la misma superficie del sustrato.



**Figura 49.** Micro-fotografías del canto del sustrato de la muestra yag7. Las flechas señalan las barreras ópticas formadas: (a) dos del grupo A, (b) dos del grupo B, y (c) dos del grupo C. Todas las barreras mostradas se localizan en la misma superficie del sustrato.



**Figura 50.** Micro-fotografías de la muestra yag7 en las que se aprecian más barreras que en la figura 49. Las flechas señalan las barreras ópticas formadas: (a) cinco del grupo A, (b) cinco del grupo B, y (c) cinco del grupo C. Todas las barreras mostradas se localizan en la misma superficie del sustrato.

De las microfotografías se midieron las dimensiones de la sección transversal de las guías angostas y se calcularon las dimensiones promedio de cada grupo de guías. En la tabla VIII se presentan las dimensiones promedio calculadas y se comparan con las dimensiones esperadas. El error en la estimación de las dimensiones fue de aproximadamente un *micrómetro*, así que podemos concluir que los anchos y las profundidades medidas están en acuerdo con los anchos de las rendijas de la mascarilla y con las profundidades esperadas a partir de las simulaciones de la implantación hechas con el programa SRIM.

**Tabla VIII.** Dimensiones medidas y esperadas de las guías de onda angostas.

Ion Implantado	Grupo de guías	Ancho $b$ ( $\mu\text{m}$ )		Profundidad $d$ ( $\mu\text{m}$ )	
		Esperado	Medido	Esperada	Medida
Protones ( $\text{H}^+$ )	A	10	10.5	4.96	4.6
	B	15	14.9	4.96	4.4
	C	20	20.4	4.96	4.6
Carbono ( $\text{C}^{2+}$ )	A	10	11.7	4.04	4.1
	B	15	16.9	4.04	3.8
	C	20	21.6	4.04	4.2

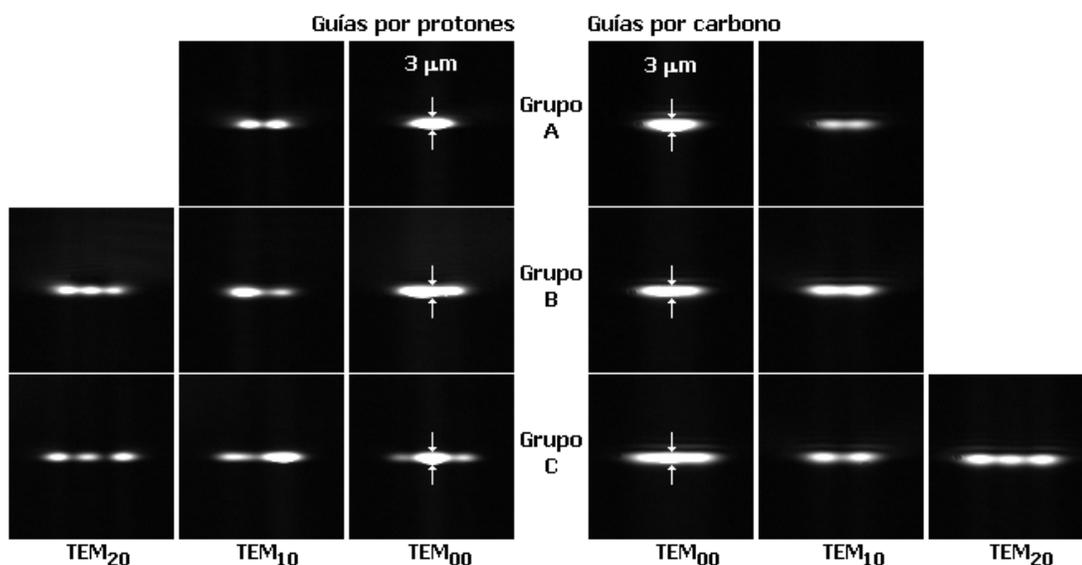
### V.3 Modos transversales

En la figura 51 se muestran imágenes típicas de la distribución transversal de la intensidad de la luz a la salida de las guías, es decir, los modos transversales de las guías de onda. Todas las guías soportan los modos  $TEM_{00}$  y  $TEM_{10}$ , las guías de protones de 15 y 20  $\mu m$  de ancho y las de carbono de 20  $\mu m$  soportan, además, el modo  $TEM_{20}$ .

De las imágenes de los modos  $TEM_{00}$  se estimó el tamaño del haz de salida para las guías, esto es, las cinturas  $\omega_i$  del haz de salida ( $i = 1,2,3$ ), ver figura 19. Se consideró una distribución simétrica verticalmente, es decir  $\omega_1 = \omega_2$ . Los resultados se resumen en la tabla IX, estos muestran un buen acuerdo con las dimensiones de las guías obtenidas de las microfotografías y con las dimensiones de las rendijas de la mascarilla para implantación.

El número de modos transversales observados en las guías en la *dirección horizontal* se puede comparar con el número de modos dado por las ecuaciones (34) y (35) aplicadas a la región encerrada en el recuadro de la figura 33, es decir, en la ecuación (35) se utilizó  $a = b/2$ , donde  $b$  es el **ancho** medido de las guías dado en la tabla VIII.

Para las guías implantadas con protones, con  $n_1 \sim 1.8285$  y  $n_2 = n_3 = 1.828$  el número de modos obtenido de las ecuaciones es igual al observado experimentalmente en las guías



**Figura 51.** Imágenes de la distribución transversal de la luz a la salida de las guías de onda, capturadas con una cámara CCD.

**Tabla IX.** Tamaño de la distribución transversal de la luz a la salida de las guías de onda.

Grupo de guías	Tamaño del haz ( $\mu m$ )			
	Protones		Carbono	
	$2\omega_1$	$2\omega_3$	$2\omega_1$	$2\omega_3$
A	2.6	9.7	3.0	11.9
B	2.5	13.2	2.6	14.8
C	2.7	16.5	2.5	17.9

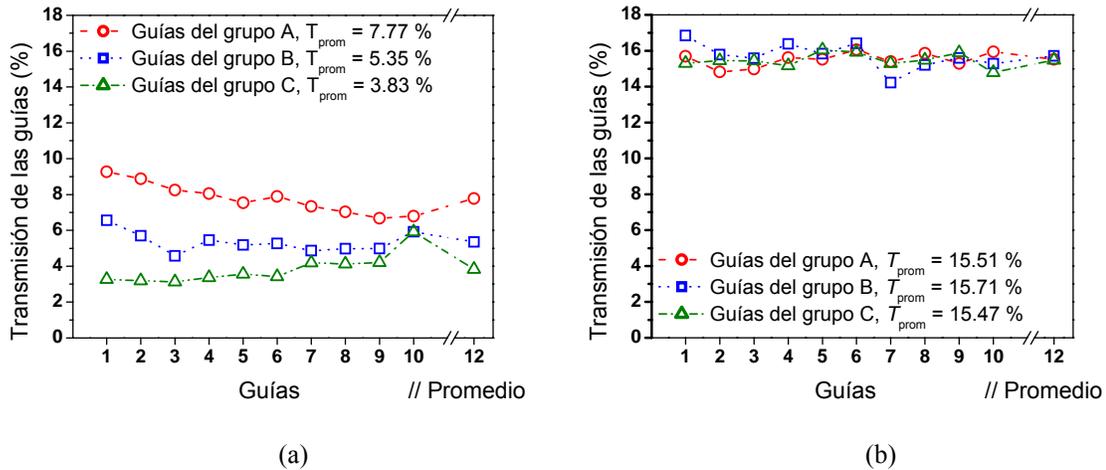
de ancho diferente, esto representa un aumento del índice de refracción en la región de la guía de  $\Delta n = 0.03\%$ , con respecto al índice de refracción del sustrato. Para las guías implantadas con carbono, con  $n_1 \sim 1.8303$  y  $n_2 = n_3 = 1.83$  el número de modos teórico coincide con el experimental para las guías de diferente ancho; en este caso, el aumento en el índice de refracción en la región de la guía es de  $\Delta n = 0.02\%$ . Los valores de  $\Delta n$  son ligeramente menores que los esperados, figura 37, debido a las dosis menores implantadas.

#### V.4 Transmitancia

Los resultados de la transmitancia de las guías de onda, a  $635\text{ nm}$ , se presentan en la figura 52. La forma en que se presentan es para mostrar el comportamiento general de cada grupo de guías y no para comparar las guías individualmente; adicionalmente, el último valor a la derecha de cada gráfica es la transmitancia promedio del grupo correspondiente.

Las guías obtenidas por implantación de protones presentan una transmitancia entre 3.2 y 9.2 %; la transmitancia depende del ancho de las guías, las más angostas transmiten una mayor cantidad de luz que las más anchas. Por otro lado, las guías obtenidas por implantación de carbono presentan una transmitancia entre  $\sim 14.2$  y 16.8 %, en este caso no se observa una dependencia de la transmitancia con respecto al ancho de las guías.

De los resultados para ambas muestras se observa que la transmitancia depende del tipo de ion implantado, pues las guías de carbono presentan una mayor transmitancia que las de protones. Dadas las dimensiones similares de la guías, la diferencia en la transmitancia puede deberse a que tengan diferentes pérdidas por propagación, es decir, diferentes valores de esparcimiento y absorción.



**Figura 52.** Transmitancia de guías de onda angostas obtenidas por implantación de iones en cristales de Nd:YAG. (a) **Muestra yag8**, guías de onda obtenidas por implantación de protones. (b) **Muestra yag7**, guías de onda obtenidas por implantación de carbono.

## V.5 Pérdidas por propagación a 635 nm

Las ecuaciones (54) y (55) y los valores de la transmitancia promedio ( $T_G$ ) para cada grupo de guías se utilizaron para estimar las pérdidas por propagación a 635 nm, los valores obtenidos se presentan en la tabla X. La longitud del cristal utilizado fue de 1.0 cm; los valores de la transmisión de Fresnel ( $T_{fresnel}$ ) en la cara de salida de las guías se calcularon de la ecuación (61) con  $n_z = 1.0$ ,  $n_g = 1.8285$  para las guías de protones, y  $n_g = 1.8303$  para las guías de carbono. La eficiencia de acoplamiento  $\eta_{ac}$  se calculó con la ecuación (56); las eficiencias consideradas en esa ecuación para cada grupo de guías se presentan en la tabla XI, el cálculo de cada una de ellas se hizo como sigue.

**Tabla X.** Pérdidas por propagación a 635 nm en guías de onda angostas obtenidas por implantación de iones.

Grupo de guías	Protones		Carbono	
	$\alpha_p$ (dB/cm)	$\alpha_p$ (cm <sup>-1</sup> )	$\alpha_p$ (dB/cm)	$\alpha_p$ (cm <sup>-1</sup> )
A	8.63	1.99	5.70	1.31
B	9.49	2.18	4.64	1.07
C	10.59	2.44	4.05	0.93

**Tabla XI.** Eficiencias estimadas del acoplamiento fibra óptica-guía de onda a una longitud de onda de 635 nm.

Ion implantado	Grupo de guías	Eficiencias				
		$\eta_{des}$	$\eta_{fresnel}$	$\eta_{modos}$	$\eta_{ac}$	$\eta_{ac} (\%)$
Protones (H <sup>+</sup> )	A	1.0	0.9874	0.6195	0.6117	62
	B	1.0	0.9874	0.5244	0.5178	52
	C	1.0	0.9874	0.4829	0.4768	48
Carbono (C <sup>2+</sup> )	A	1.0	0.9873	0.6329	0.6249	63
	B	1.0	0.9873	0.5046	0.4982	50
	C	1.0	0.9873	0.4297	0.4242	43

*Desalineación.* Como el acoplamiento fibra-guía se hizo con *microposicionadores*, con los cuales se maximizó la potencia acoplada a la guía de onda, se consideró que la desalineación entre el eje óptico de la fibra y el de la guía no contribuyó a las pérdidas, es decir, la eficiencia resultante se consideró igual a 100% ( $\eta_{des} = 1$ ).

*Reflexiones de Fresnel.* La eficiencia resultante de considerar las pérdidas por reflexiones de Fresnel  $\eta_{fresnel}$  se calculó con las ecuaciones (58) y (59). Ya que la eficiencia resultante muestra un comportamiento oscilatorio con respecto a la separación entre la fibra y la guía ( $z$ ), la eficiencia utilizada se tomó como el máximo de la eficiencia con respecto a esa separación  $z$ . La acción se justifica porque el acoplamiento se maximizó al ajustar la separación entre la fibra y la guía mediante los *microposicionadores*. Los valores de los índices de refracción  $n_g$  y  $n_z$  utilizados para calcular  $\eta_{fresnel}$  fueron los mencionados arriba y  $n_f = 1.46$ .

*Traslape de modos.* Para calcular  $\eta_{modos}$  se utilizó la ecuación (60). Los valores de las cinturas del haz dentro de la guía ( $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ ) se tomaron del modo TEM<sub>00</sub>, cuyas cinturas del haz se presentan en la tabla IX, se consideró además que  $\omega_2 = \omega_1$ . La cintura del haz de la fibra fue medido también y tuvo el valor de  $\omega_0 = 3.5 \mu m$ .

En la tabla X se puede apreciar una ligera dependencia de las pérdidas, a esta longitud de onda, con respecto al ancho de las guías. En el caso de las guías de protones (muestra yag8) la dependencia muestra que las guías más angostas presentan pérdidas menores que las más anchas; en contraste, en la muestra yag7 (muestra implantada con carbono) las guías más anchas son la que presentan las pérdidas menores. Adicionalmente, a esta longitud de onda las guías de carbono presentan pérdidas menores que las guías de

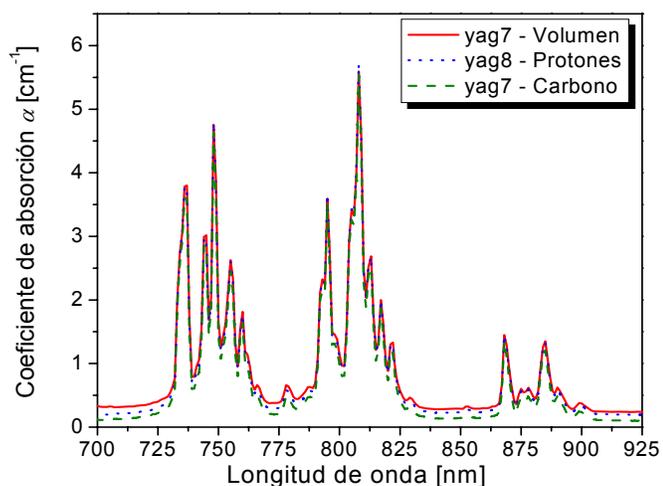
protones. Estos comportamientos pueden deberse al confinamiento ligeramente diferente que se aprecia en las guías de diferente ancho, según los tamaños de mancha de los modos transversales de las guías, ver tabla IX. Por ejemplo, podemos apreciar que las guías de protones que presentan el mejor confinamiento a la longitud de onda referida son las del grupo A, esto concuerda con las mediciones de pérdidas, pues las guías de este grupo presentan las menores pérdidas entre las guías de protones. En otro caso, entre las guías de carbono, las guías del grupo A son las que al parecer presentan un menor confinamiento (el tamaño de la mancha en estas guías es mayor a las dimensiones estimadas); lo cual está en acuerdo con las mediciones de pérdidas, pues las guías del grupo A presentan las pérdidas mayores. Las diferencias entre las pérdidas de las guías de protones y las de carbono se deben a los diferentes efectos que tienen sobre las propiedades del cristal, principalmente la formación de centros de color.

## **V.6 Espectroscopia**

### **V.6.1 Absorción**

Una región del espectro de absorción para infrarrojo cercano de las muestras se presenta en la figura 53. No hay cambios muy significativos en el espectro tomado en la región de las guías con respecto al del cristal en volumen. Aún más, no se aprecian cambios significativos entre el espectro tomado en la región de las guías de la muestra yag8 con respecto al espectro tomado en la región de las guías de la muestra yag7; esto puede deberse a que la razón entre el área implantada y el área total de medición es baja (~7%) por lo que las diferencias, de haberlas, no son detectadas. Estos resultados son diferentes a los obtenidos en guías planas donde, con un arreglo experimental similar, sí se observaron diferencias en los espectros de absorción de guías implantadas con protones y guías implantadas con carbono (Flores Romero, 2003). En este último caso la razón entre el área implantada y el área de medición fue de 100%.

Una mejor determinación de las diferencias en las guías angostas se podría lograr si se obtuvieran los espectros de absorción en la dirección de propagación de las guías de onda (dirección del eje  $z$  en la figura 14). Este paso no se realizó en este trabajo ya que aunque el



**Figura 53.** Espectros de absorción del Nd:YAG en el cristal en volumen y en la región de las guías de onda de las muestras yag7 y yag8.

concepto es sencillo su realización no lo es tanto por la razón siguiente. La mayoría de los equipos de medición están diseñados para trabajar en muestras grandes (cristal en volumen), pero en nuestro caso estaríamos trabajando en una muestra de sección transversal muy pequeña ( $\sim 100 \mu\text{m}^2$ ); la dificultad principal se encuentra al tratar de determinar la cantidad de luz que se acopla a la guía de onda para medir los cambios en la intensidad para cada longitud de onda.

Sin embargo, los espectros de absorción se usaron para determinar la longitud de onda de la luz de bombeo utilizada en las mediciones de luminiscencia y emisión láser. La longitud de onda seleccionada fue la de  $\lambda_b \sim 808 \text{ nm}$  ya que a esa longitud de onda el cristal presenta la absorción máxima.

### V.6.2 Intensidades relativas de las bandas del espectro de luminiscencia

En las figuras 54 y 55 se presentan ejemplos de espectros de luminiscencia normalizados de las muestras yag8 y yag7, respectivamente. Los espectros analizados para cada muestra fueron de una guía, del cristal en volumen y el espectro promedio de cada grupo de guías.

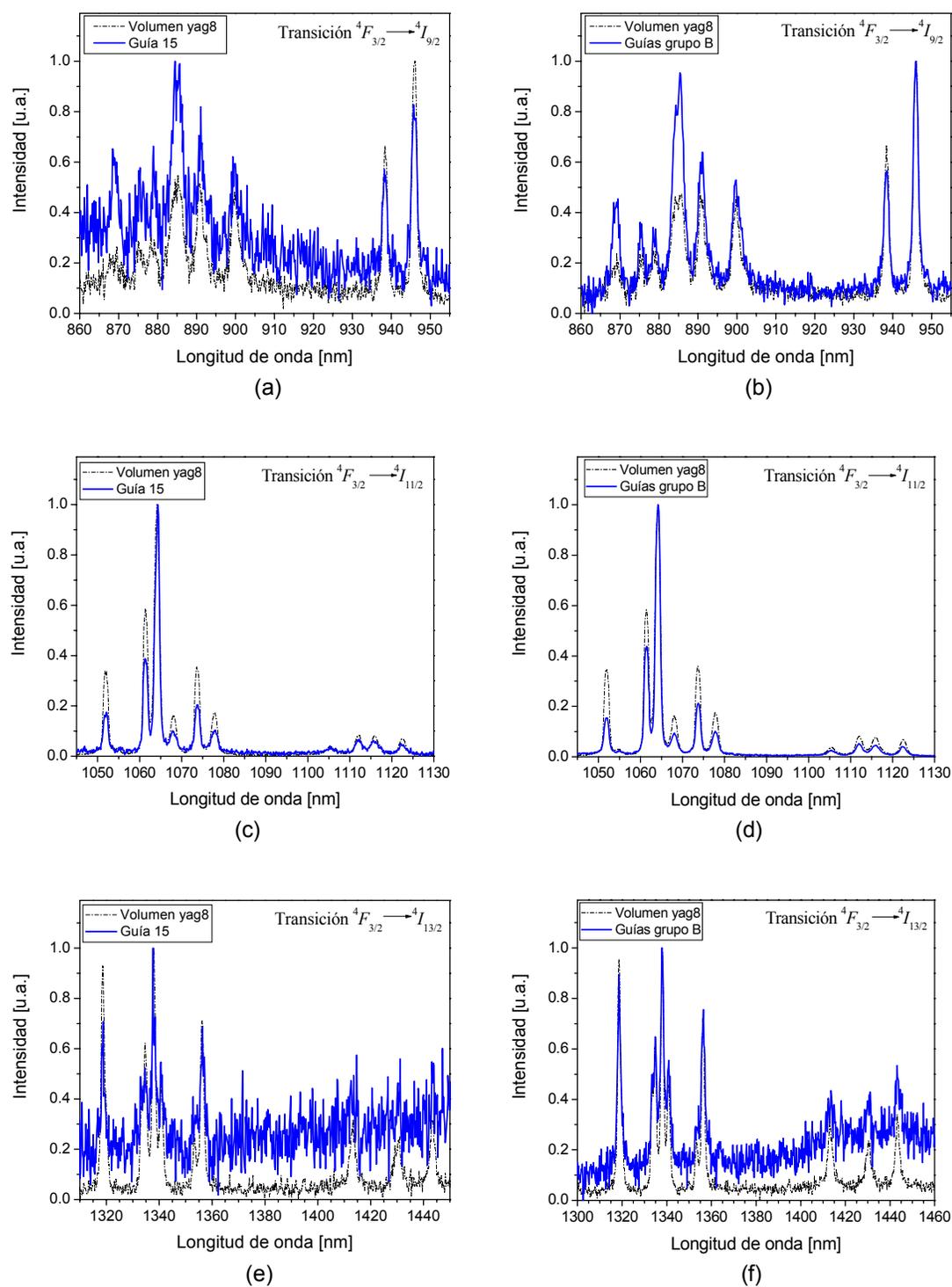
### V.6.2.1 Muestra implantada con protones, yag8

En la figura 54 se observan los cambios en los espectros de las guías del grupo B de esta muestra. Para las guías de los grupos A y C se obtuvieron resultados similares. Los cambios principales fueron los siguientes.

En la región del espectro correspondiente a la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 867\text{-}950 \text{ nm}$ ) los picos secundarios en el espectro de las guías aumentaron su intensidad con respecto a la de la banda dominante en el espectro del cristal en volumen (banda a  $\sim 946 \text{ nm}$ ). El caso más significativo es el de la banda a  $885 \text{ nm}$ , ya que en los espectros de algunas guías el aumento en la intensidad de esta banda fue tal que pasó a ser la banda dominante, figura 54(a); en el espectro promedio de cada grupo de guías la intensidad de esa banda aumentó hasta ser casi igual a la de la banda dominante, figura 54(b).

En la región del espectro generada por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1050\text{-}1125 \text{ nm}$ ) hubo una disminución en la intensidad de las bandas secundarias con respecto a la banda principal (a  $1064 \text{ nm}$ ). La disminución fue de 25-55%, en relación a las bandas respectivas del espectro del cristal en volumen. En una interpretación alternativa, se podría decir que la banda dominante aumentó su intensidad con respecto a la de las otras bandas.

En la región del espectro correspondiente a la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda \sim 1310\text{-}1450 \text{ nm}$ ) los cambios en las intensidades relativas no son significativos; aunque se aprecia un aumento en la intensidad para longitudes de onda mayores, éste puede deberse al ruido que no fue eliminado completamente.



**Figura 54.** Comparación de los espectros de luminiscencia de guías de onda angostas en Nd:YAG con el del cristal en volumen, **muestra yag8**. (a), (c) y (e) Una guía de onda del grupo B. (b), (d) y (f) Espectro promedio de las guías de onda del grupo B.

### V.6.2.2 Muestra implantada con carbono, yag7

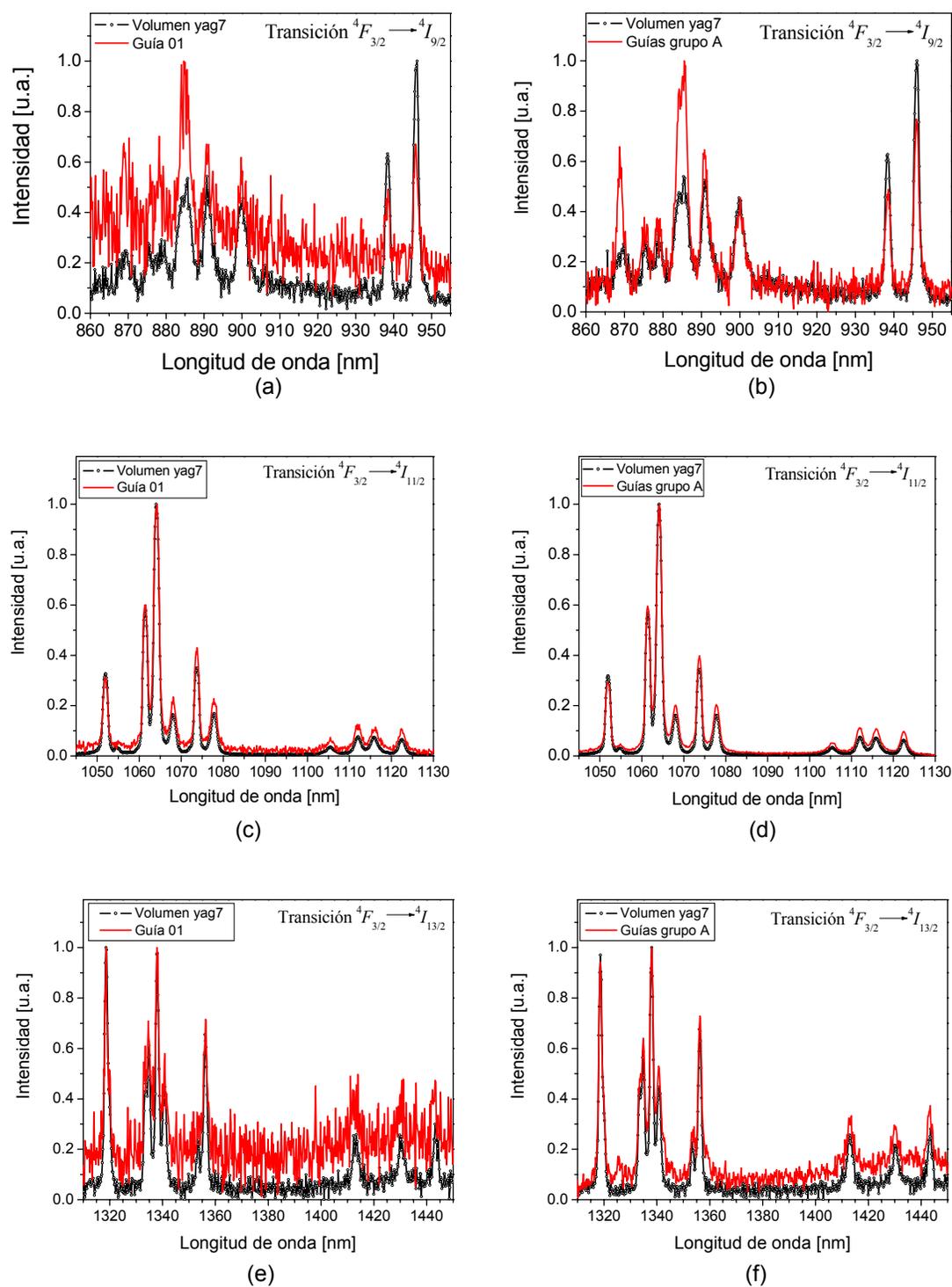
En lo que respecta a las guías implantadas con carbono, en la figura 55 se pueden apreciar los cambios en los espectros de luminiscencia en las guías del grupo A. Para las guías de los grupos B y C se obtuvieron resultados similares. Los cambios observados fueron los siguientes.

En la región del espectro correspondiente a la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 867\text{-}950 \text{ nm}$ ) los picos secundarios en el espectro de las guías aumentaron su intensidad con respecto a la de la banda dominante en el espectro del cristal en volumen, banda a  $\sim 946 \text{ nm}$ , de manera similar a lo ocurrido en la muestra yag8. En este caso la banda a  $885 \text{ nm}$  aumentó su intensidad hasta llegar a ser la banda dominante, tanto en el espectro de las guías individuales como en el espectro promedio de cada grupo de guías.

En la región del espectro generada por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1050\text{-}1125 \text{ nm}$ ) sólo en una banda se tuvo una reducción de la intensidad relativa con respecto a la banda principal, en las otras bandas de esta región se tuvo un aumento en las intensidades relativas (en contraste con lo ocurrido en la muestra yag8). Comparadas con las intensidades de las bandas en el espectro del cristal en volumen los aumentos fueron de 5-58 %; en la banda centrada a  $\sim 1051 \text{ nm}$  la reducción fue de  $\sim 9\%$ . En una interpretación alternativa, se podría decir que la banda dominante a  $1064 \text{ nm}$  perdió intensidad con respecto a la de las otras bandas.

En la región del espectro correspondiente a la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda \sim 1310\text{-}1450 \text{ nm}$ ) se aprecia un comportamiento similar al ocurrido en la muestra yag8. Los cambios en las intensidades relativas no son significativos; aunque se aprecia un aumento en la intensidad para longitudes de onda mayores, éste puede deberse al ruido que no fue eliminado completamente.

Los cambios en los espectros de luminiscencia en ambas muestras se deben a que la implantación de iones modifica la red del cristal, generando esfuerzos, vacancias, intersticiales o amorfización. Todas estas modificaciones afectan las propiedades activas del cristal. En particular, la pérdida de intensidad de la banda dominante a  $1064 \text{ nm}$  en las guías de carbono puede deberse a una amorfización de la red cristalina (Townsend *et al.*, 1994).

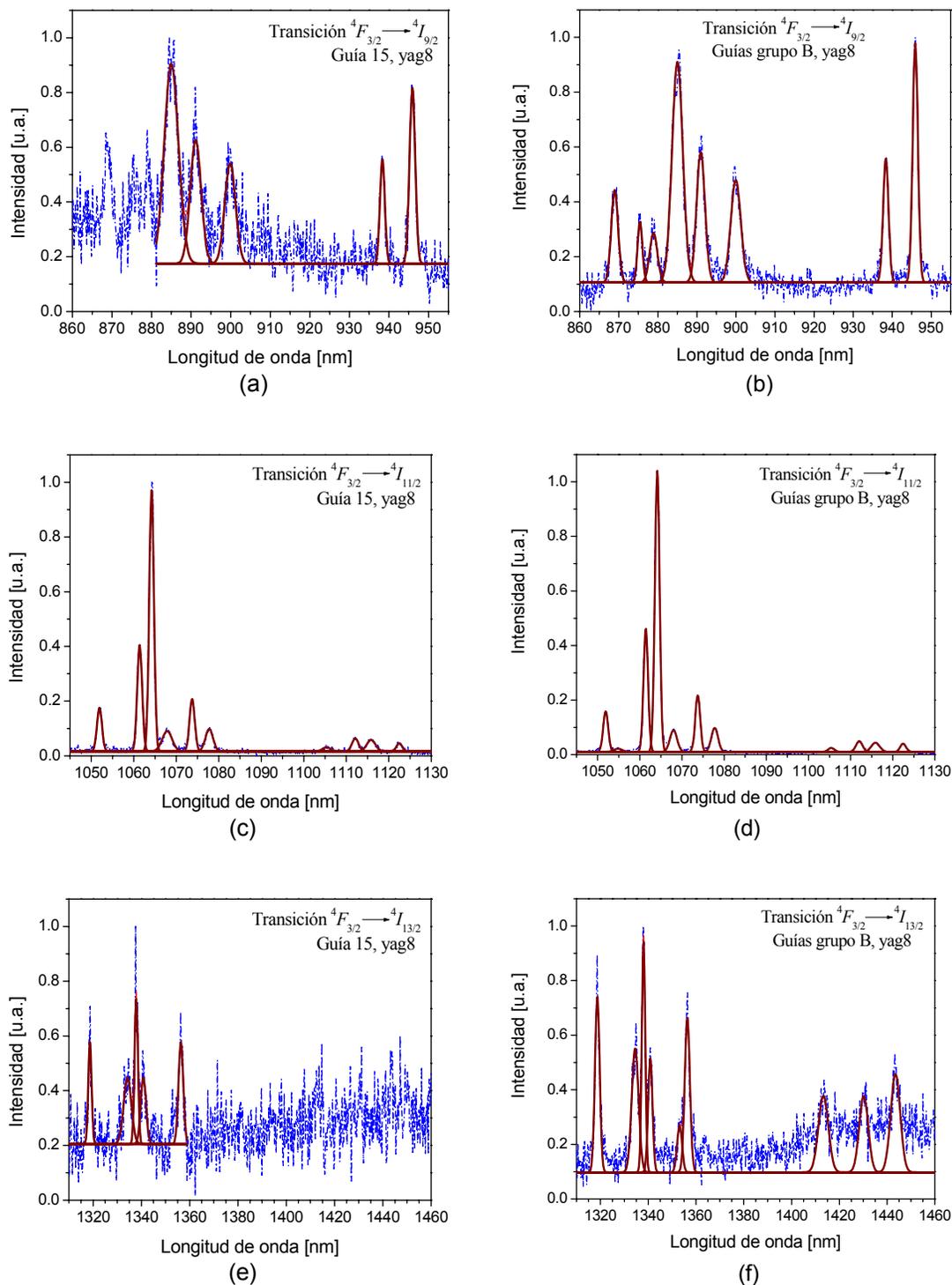


**Figura 55.** Comparación de los espectros de luminiscencia de guías de onda angostas en Nd:YAG con el del cristal en volumen, **muestra yag7**. (a), (c) y (e) Una guía de onda del grupo A. (b), (d) y (f) Espectro promedio de las guías de onda del grupo A.

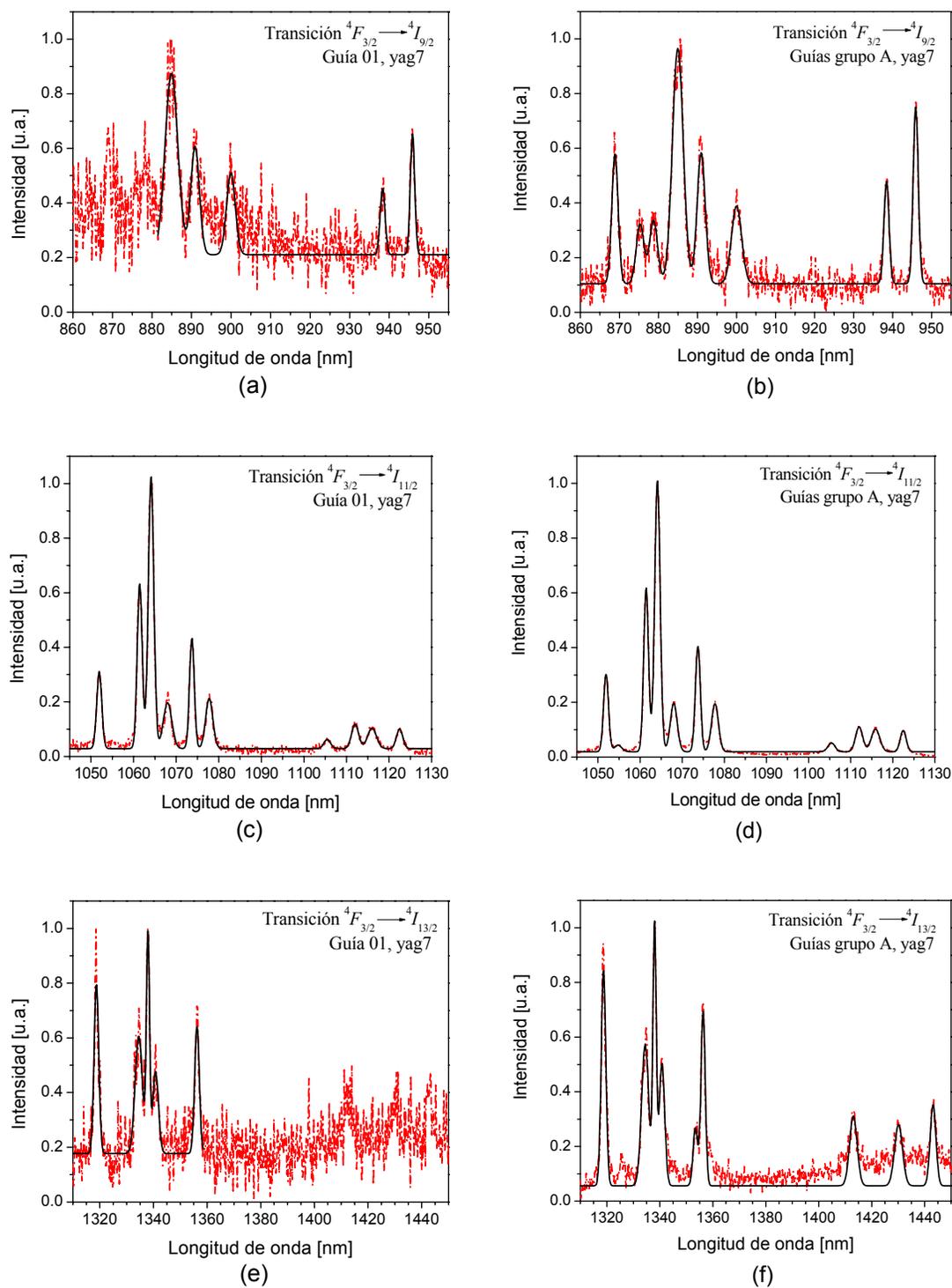
### V.6.3 Ancho de las bandas del espectro de luminiscencia

Ejemplos de la aproximación gaussiana realizada en los espectros de las muestras yag8 y yag7 se muestran en las figuras 56 y 57, respectivamente. En la figura 56 se presentan los resultados obtenidos en las guías del grupo B de la muestra yag8, para las guías de los grupos A y C se obtuvieron resultados similares; en esta figura las líneas continuas corresponden a las funciones gaussianas *individuales*. En la figura 57 se presentan los resultados obtenidos en las guías del grupo A de la muestra yag7, para las guías de los grupos B y C se obtuvieron resultados similares; en esta figura las líneas continuas corresponden a la *suma* de las funciones gaussianas utilizadas.

En los *espectros individuales de las guías* generados por las transiciones  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  y  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  la aproximación gaussiana incluyó sólo los picos principales, esto fue así porque hubo dificultad en distinguir los picos secundarios en los espectros debido a que la razón señal/ruido es muy baja en ellos. Por el contrario, al analizar el *espectro promedio* de cada grupo de guías sí fue posible aproximar casi todas las bandas de los espectros.



**Figura 56.** Ejemplo de las aproximaciones realizadas con funciones gaussianas (líneas continuas) a los espectros de luminiscencia (líneas punteadas), **muestra yag8**. (a), (c) y (e) Espectros de una guía de onda del grupo B. (b), (d) y (f) Espectros “promedio” de las guías de onda del grupo B.



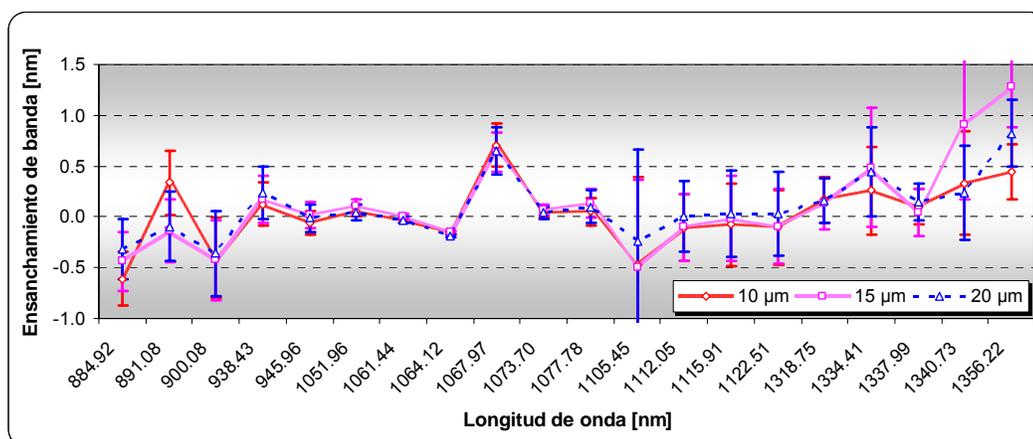
**Figura 57.** Ejemplo de las aproximaciones realizadas con funciones gaussianas (líneas continuas) a los espectros de luminiscencia (líneas punteadas), **muestra yag7**. (a), (c) y (e) Espectros de una guía de onda del grupo A. (b), (d) y (f) Espectros “promedio” de las guías de onda del grupo A.

Los valores del cambio en el ancho de las bandas de los espectros analizados de las muestras yag8 y yag7 se presentan en las figuras 58 y 59, respectivamente. Estos cambios también se deben a la modificación de la red del cristal producida por la implantación de iones. Los cambios fueron similares para ambas muestras y se comentan a continuación.

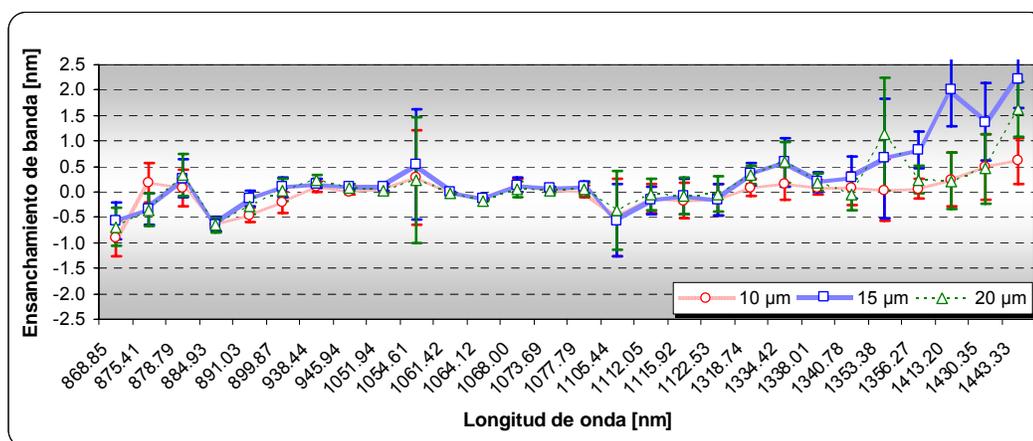
En la región generada por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 867\text{-}950 \text{ nm}$ ) los espectros de las guías presentan ligeros aumentos y reducciones en los anchos de las bandas, las reducciones se dan principalmente a longitudes de onda menores a  $900 \text{ nm}$ . El aumento en el ancho de banda puede ser atribuido a los efectos de la implantación o bien a la baja razón señal/ruido presente en los espectros individuales de las guías. La reducción puede atribuirse a que las bandas localizadas a esas longitudes de onda en los espectros de las guías aumentaron significativamente su intensidad pero no el ancho, como el ancho de las bandas se estimó a la mitad de la intensidad máxima el aumento en la intensidad influyó en la estimación del ancho de la banda.

En la región originada por la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1050\text{-}1125 \text{ nm}$ ) los espectros de las guías no muestran cambios significativos; casi todos los cambios detectados en el ancho de las bandas son muy cercanos a cero. Los valores promedio elevados que se aprecian en la banda a  $1054 \text{ nm}$ , figuras 58(b) y 59(b), se deben a que a esa longitud de onda en particular la aproximación gaussiana no se ajusta bien a la banda en el espectro de las guías, como lo muestran las barras del error en la aproximación, esto resulta en una sobreestimación del ancho de la banda. En las figuras 58(a) y 59(a) se aprecia un aumento en el ancho de la banda a  $1067 \text{ nm}$  debido también al error en la aproximación, una mejor aproximación lograda con el espectro promedio muestra que no hay ensanchamiento significativo, figuras 58(b) y 59(b). Los valores a las longitudes de onda entre  $1105\text{-}1122 \text{ nm}$  parecen sugerir una reducción en el ancho de banda, sin embargo podemos ver que el error en el ajuste de los datos hace que los valores se encuentren dentro de los límites dados por la aproximación.

En la región de la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda \sim 1310\text{-}1450 \text{ nm}$ ) los espectros de las guías muestran aumentos en el ancho de las bandas que van siendo mayores al aumentar la longitud de onda. Una posible explicación puede ser que la razón señal/ruido es muy baja en los espectros de las guías y esas bandas no eran discernibles claramente, figuras 56 y 57.



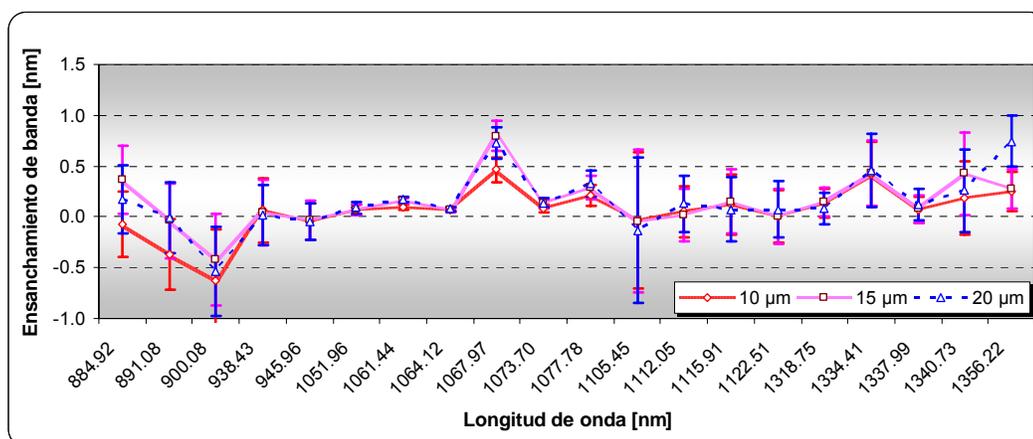
(a)



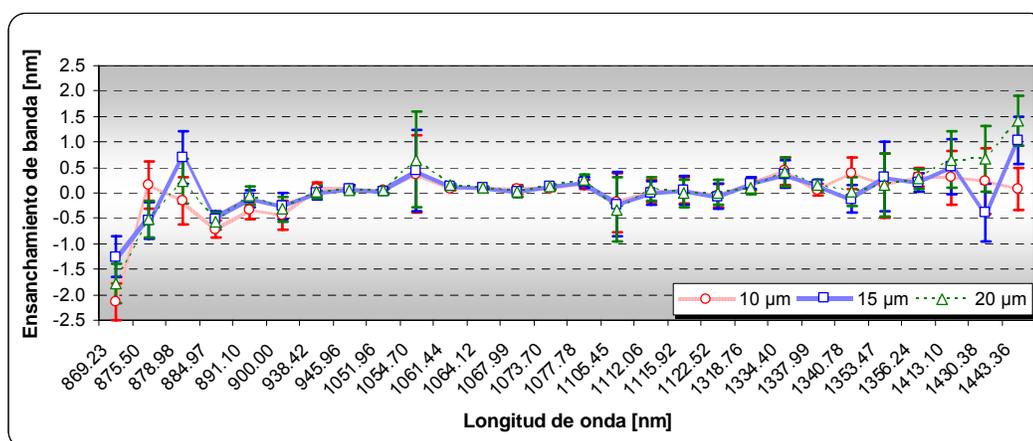
(b)

**Figura 58.** Valores promedio del cambio en el ancho de banda de los espectros de las guías de onda con respecto al ancho de banda del espectro del cristal en volumen, **muestra yag8**. (a) Procedimiento 1. (b) Procedimiento 2.

Basándonos en los resultados anteriores concluimos que el ensanchamiento producido por la implantación de protones o iones de carbono en los cristales de Nd:YAG es  $\Delta\lambda < 0.5$  nm. Se debe aclarar, sin embargo, que este valor toma en cuenta los ensanchamientos aparentes que se observan en la región espectral de 1310-1450 nm, los cuales pueden deberse a la razón señal/ruido baja y no a un ensanchamiento producido por la implantación de los iones; por tanto, este valor nos da una sobreestimación del ensanchamiento real producido por la implantación y debe entenderse sólo como un límite superior para el ensanchamiento.



(a)

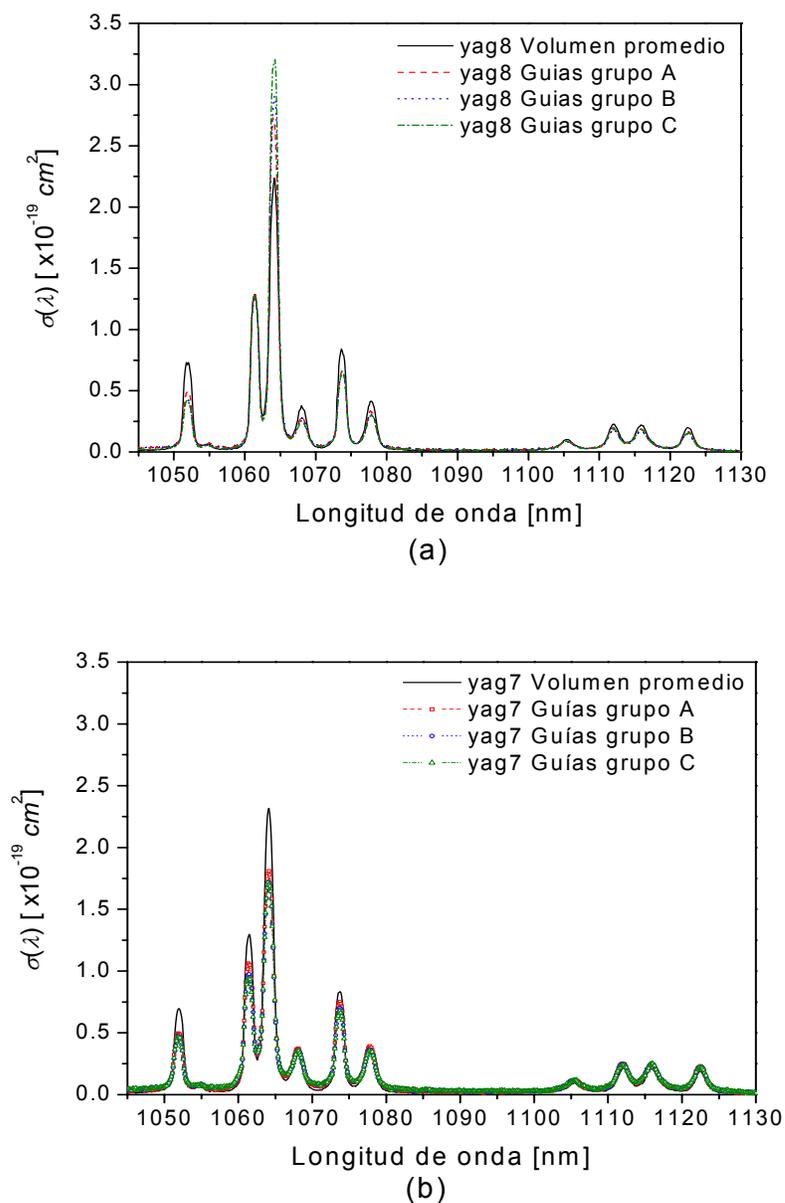


(b)

**Figura 59.** Valores promedio del cambio en el ancho de banda de los espectros de las guías de onda con respecto al ancho de banda del espectro del cristal en volumen, **muestra yag7**. (a) Procedimiento 1. (b) Procedimiento 2.

#### V.6.4 Sección transversal de emisión estimulada

Para verificar el efecto de la implantación de iones en la sección transversal de emisión estimulada  $\sigma$ , ésta se calculó con las ecuaciones (2) y (71) para la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . Los resultados se muestran en la figura 60, en ella se ha graficado la sección transversal de emisión estimulada como función de la longitud de onda,  $\sigma(\lambda)$ , para cada grupo de guías y para el cristal en volumen en las muestras yag8 y yag7. Para el cálculo del perfil de las transiciones que ocurren dentro de las guías, con la ecuación (71), se utilizaron los espectros “promedio” de cada grupo de guías.



**Figura 60.** Sección transversal de emisión estimulada para la transición  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , en el cristal en volumen y en las guías de onda. (a) Muestra **yag8**. (b) Muestra **yag7**.

Los valores de  $\sigma$  calculados para la banda dominante (1064 nm) en esta región del espectro se presentan en la tabla XII. Como puede notarse, las guías de la muestra yag8 presentaron un aumento en el valor de la sección transversal de emisión estimulada

**Tabla XII.** Valores de la sección transversal de emisión estimulada a 1064 nm en guías de onda angostas.

Espectro	Muestra yag8		Muestra yag7	
	$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	Variación (%)	$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	Variación (%)
<b>Volumen</b>	2.24x10 <sup>-19</sup>		2.32x10 <sup>-19</sup>	
<b>Guías grupo A</b>	2.73x10 <sup>-19</sup>	+22	1.81x10 <sup>-19</sup>	-22
<b>Guías grupo B</b>	2.91x10 <sup>-19</sup>	+30	1.72x10 <sup>-19</sup>	-26
<b>Guías grupo C</b>	3.20x10 <sup>-19</sup>	+43	1.72x10 <sup>-19</sup>	-26

mientras que las guías de la muestra yag7 presentaron una disminución en ese valor; el valor de referencia en cada caso fue el de la sección transversal calculada para el cristal en volumen correspondiente.

El comportamiento observado nos permite corroborar que para las guías de la muestra yag8 la banda de emisión a 1064 nm aumentó su intensidad con respecto a la de las bandas secundarias, y que para las guías de la muestra yag7 se tuvo el efecto contrario: la banda de emisión a 1064 nm disminuyó su intensidad con respecto a la de las bandas secundarias.

Los cambios observados están relacionados con las modificaciones de la red del cristal producidas por la implantación de iones, en el caso de la muestra yag7 los resultados muestran que se produjo una amorfización dentro de las guías con la consecuente degradación en las propiedades ópticas activas del cristal (Townsend *et al.*, 1994); esta amorfización fue una de las causas de que la emisión láser no se lograra en las guías de esta muestra. Por otro lado, las guías de protones presentaron características más favorables para lograr la emisión láser en ellas, como veremos a continuación.

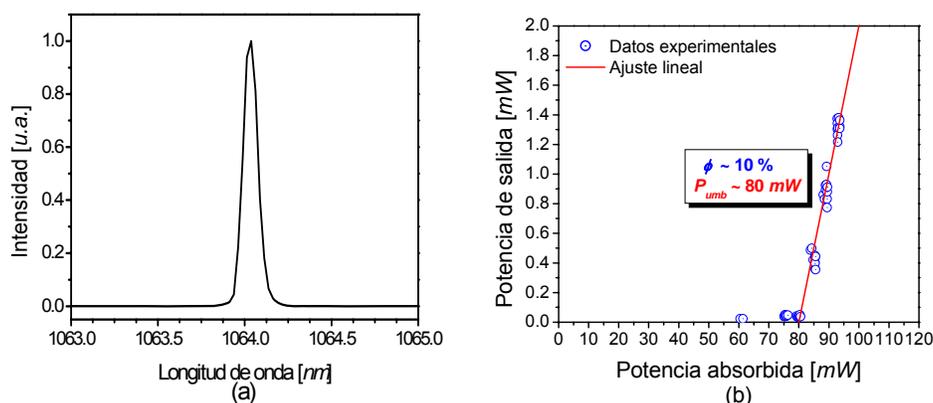
### **V.7 Emisión láser en guías de onda angostas: cavidad formada por reflexiones de Fresnel**

Un hecho notable que se observó al realizar este trabajo fue la emisión láser en guías de onda que no estaban dentro de una cavidad resonante formada por espejos externos. En otras palabras, los experimentos de emisión láser usualmente requieren el uso de espejos externos para formar la cavidad láser (figura 44), en el caso de guías de onda los espejos normalmente se pegan a las caras de las guías mediante algún fluido o cemento óptico, sin

embargo en algunas de las guías de la **muestra yag8** (implantada con protones) se observó la emisión láser aunque no tuvieran espejos externos. La conclusión a la que se llegó fue que en ese caso la cavidad resonante estuvo formada por las caras pulidas del cristal. Las reflexiones de Fresnel producidas en esas caras fueron las que produjeron la amplificación de la luz, análogamente a lo que ocurre en los láseres de semiconductor (Svelto, 1998). Tomando en cuenta un índice de refracción del Nd:YAG de  $n \sim 1.82$  a  $1064 \text{ nm}$  la reflexión de Fresnel en cada una de las caras del cristal sería de  $\sim 8.5\%$ . Lo notable es que con “espejos” de reflectividad baja se haya logrado la oscilación láser.

Las guías de onda donde se observó el comportamiento anterior fueron las guías de  $15 \mu\text{m}$  de ancho (grupo B) de la muestra yag8. En la figura 61 se muestran un espectro de emisión y una curva de eficiencia típicos de la emisión láser observada. En este caso la emisión ocurre a la banda típica de  $1064 \text{ nm}$  con un ancho total a la mitad de la potencia máxima (*FWHM, full width at half maximum*) de  $0.09 \text{ nm}$ . Las eficiencias obtenidas estuvieron entre 9 y 10 %, mientras que las potencias umbrales estuvieron entre 70 y 80 *mW*.

De la ocurrencia de este fenómeno concluimos que las guías de protones son muy prometedoras para el desarrollo de láseres compactos basados en guías de onda.



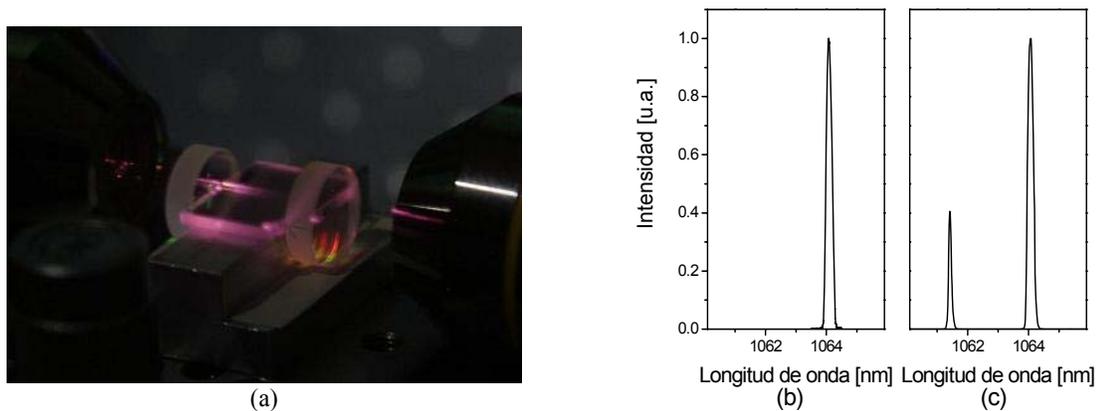
**Figura 61.** Características típicas de la emisión láser en guías de onda sin espejos externos. (a) Espectro de emisión. (b) Curva de eficiencia láser.

## V.8 Emisión láser en guías de onda angostas: cavidad formada con espejos dieléctricos

Motivados por los resultados de emisión láser en las guías de onda sin espejos externos procedimos a estudiar la emisión láser en estas mismas guías, **muestra yag8**, usando otras cavidades resonantes. Los detalles de las cavidades se describen en la sección IV.4.6.1.

### V.8.1 Espectro de emisión láser

En la figura 62(a) se muestra una fotografía de una cavidad resonante durante la emisión láser; en la fotografía pueden observarse los espejos, el cristal y el destello de la luz de bombeo dentro de la guía. En la figura 62(b) es posible reconocer la línea típica de emisión láser del Nd:YAG a  $1064.0 \text{ nm}$  ( $FWHM = 0.21 \text{ nm}$ ). Sin embargo, debe mencionarse que varias guías de onda exhibieron dos líneas de emisión láser, a  $1061.4 \text{ nm}$  ( $FWHM = 0.10 \text{ nm}$ ) y  $1064.1 \text{ nm}$ , un ejemplo de este comportamiento puede observarse en la figura 62(c). Ambas líneas de emisión corresponden a las bandas de mayor ganancia en el espectro de luminiscencia, lo cual puede motivar que las ganancias de ambas bandas excedan las pérdidas de la cavidad y que puedan oscilar simultáneamente. Este fenómeno ha sido observado también en guías planas fabricadas mediante la implantación de iones de helio en cristales de Nd:YAG (Field *et al.* 1991b).



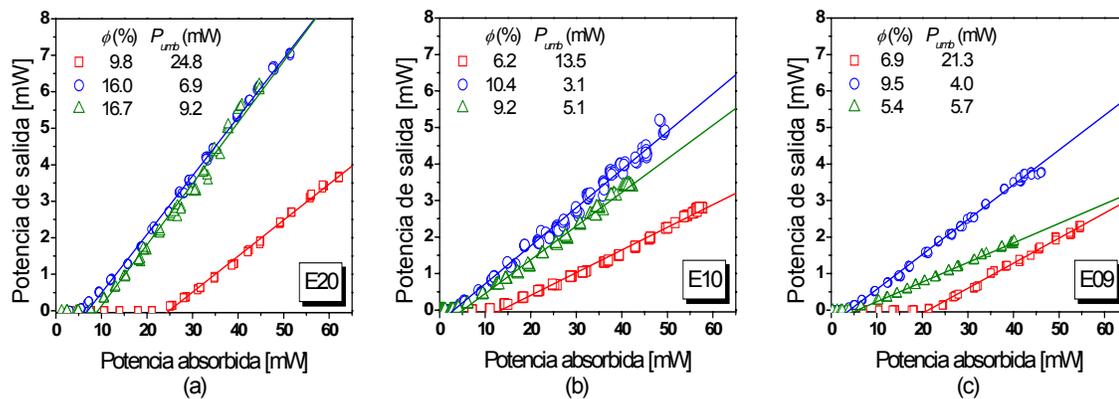
**Figura 62.** Emisión láser típica en guías de onda angostas de  $15 \mu\text{m}$  de ancho con el espejo de salida E20. (a) Cavidad resonante. (b) y (c) Espectros de emisión láser funcionando en una y dos líneas de emisión, respectivamente.

Considerando el ancho espectral de las líneas de emisión, de acuerdo a la ecuación (13) y los parámetros  $L=1.0\text{ cm}$  y  $n=1.8285$ , se calcula que se tienen  $\sim 6$  modos longitudinales oscilando en la cavidad a  $1064\text{ nm}$  y  $\sim 3$  modos a  $1061\text{ nm}$ . Los valores diferentes se deben a la diferencia entre los anchos de banda ( $FWHM$ ) de las líneas del espectro de emisión láser, la línea a  $1064\text{ nm}$  es el doble de ancha que la línea a  $1061\text{ nm}$ .

## V.8.2 Curvas de eficiencia láser

En la figura 63 se muestran ejemplos de curvas de eficiencia obtenidas para láseres basados en guías de onda angostas. De las curvas de eficiencia de todas las guías angostas fabricadas por implantación de protones se obtuvieron la eficiencia láser y la potencia umbral para la emisión láser.

Para graficar la curva de eficiencia láser de cada guía fue necesario calcular la potencia absorbida por la guía de onda, esto se hizo con las ecuaciones (73) y (74). Los valores de las eficiencias necesarias para hacer el cálculo se presentan en la tabla XIII. El valor de  $\eta_{objetivo}$  se obtuvo al medir la potencia transmitida por el objetivo de microscopio a la longitud de onda de bombeo. El valor de  $\eta_{espejo}$  se obtuvo de los espectros de reflexión de los espejos, presentados en el apéndice B. El valor de  $\eta_{modos}$  depende de la distribución



**Figura 63.** Curvas de eficiencia típicas en láseres basados en guías de onda angostas, para diferentes espejos de salida: (a) E20, (b) E10, (c) E09. En las tres gráficas: guías del grupo A (cuadrados), guías del grupo B (círculos) y guías del grupo C (triángulos).

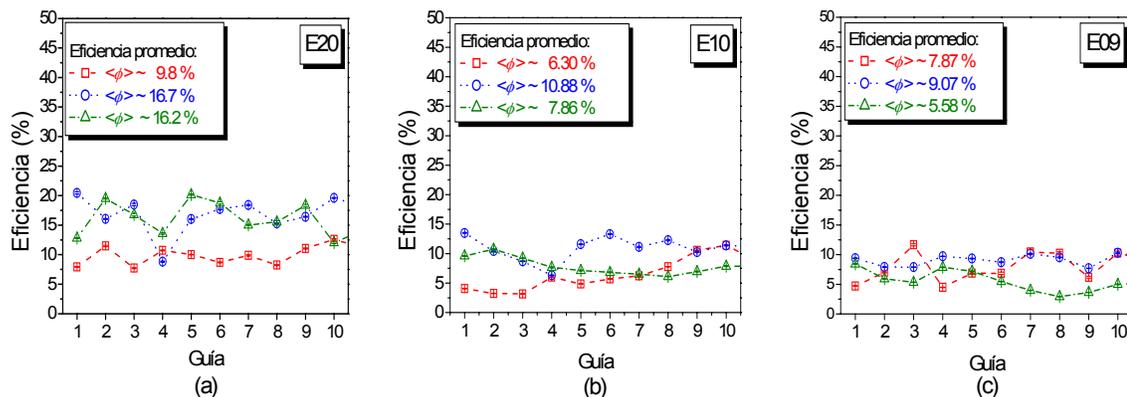
**Tabla XIII.** Valores de la eficiencia de acoplamiento objetivo-guía de onda, utilizados para calcular la potencia de bombeo absorbida por la guía.

Grupo de guías	$\eta_{objetivo}$	$\eta_{espejo}$	$\eta_{modos}$	$\eta_{ac}$
A	0.71	0.75	0.67	0.3567
B	0.71	0.75	0.55	0.2928
C	0.71	0.75	0.50	0.2662

transversal de la intensidad del modo de la guía y por ello es diferente para cada grupo de guías (los valores de las cinturas del haz dentro de la guía  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  y  $\omega_3$  se tomaron de la tabla IX); además, dada la dependencia de  $\eta_{modos}$  con respecto a la cintura del haz de bombeo enfocado por el microscopio ( $\omega_0$ ), ecuación (60), el valor reportado fue el valor máximo de  $\eta_{modos}$  con respecto a  $\omega_0$ ; esta acción se justifica por el hecho de que experimentalmente el acoplamiento se maximizó mediante la alineación con *microposicionadores*.

### V.8.3 Eficiencia láser

La eficiencia láser obtenida para cada una de las guías con los distintos acopladores de salida utilizados se presenta en la figura 64. La figura se presenta únicamente para mostrar el comportamiento general de los conjuntos de guías de ancho similar y no para comparar las guías individualmente.



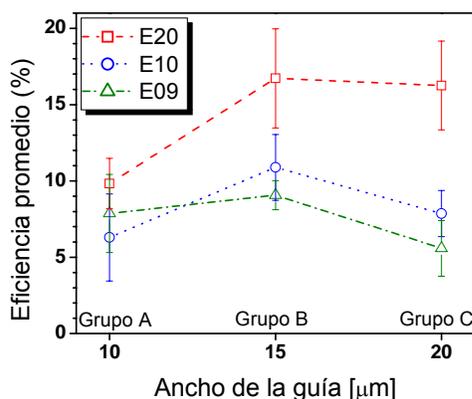
**Figura 64.** Eficiencia de la emisión láser en guías de onda angostas para diferentes espejos de salida: (a) E20, (b) E10, (c) E09. En las tres gráficas: guías del grupo A (cuadrados), guías del grupo B (círculos) y guías del grupo C (triángulos).

Con el espejo de salida **E20** las guías del grupo A presentaron las eficiencias más bajas, las guías del grupo B las eficiencias más altas y las guías del grupo C presentaron eficiencias altas, aunque el promedio fue un poco menor que el de las guías del grupo B.

Con el espejo de salida **E10**, las guías del grupo A presentaron las eficiencias más bajas, las del grupo B las eficiencias más altas y las del grupo C presentaron eficiencias intermedias con mayor tendencia a las menores.

Con el espejo **E09** las guías del grupo A presentaron eficiencias intermedias, las del grupo B presentaron las eficiencias más altas y las del grupo C las eficiencias más bajas.

Estos resultados muestran que para todos los espejos utilizados las eficiencias mayores se obtuvieron en las guías del grupo B. Este comportamiento puede apreciarse con mayor claridad en la figura 65, donde se ha graficado la *eficiencia promedio* para cada grupo de guías y para cada espejo de salida utilizado. En la figura también puede verse que para las guías del grupo A las eficiencias mayores se obtuvieron con el espejo de salida E20 y las eficiencias menores se obtuvieron con el espejo de salida E10. Para las guías del grupo B las eficiencias mayores también se obtuvieron con el espejo de salida E20, mientras que las eficiencias menores se obtuvieron con el espejo de salida E09. Las guías del grupo C presentan un comportamiento similar al de las guías del grupo B, aunque sus eficiencias son menores en todos los casos.



**Figura 65.** Promedio de la eficiencia láser como función del ancho de las guías de onda angostas para los diferentes espejos de salida utilizados.

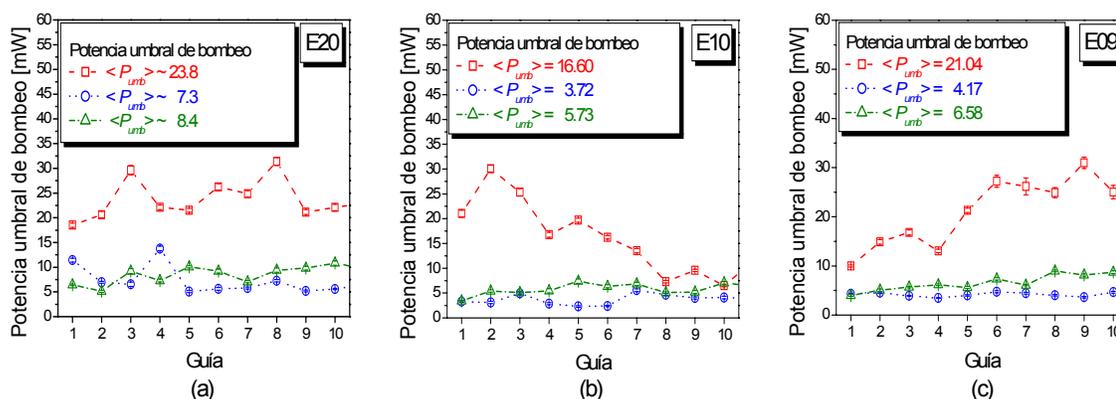
Por lo tanto, para todas las guías las eficiencias mayores se obtuvieron con el espejo de salida E20, y **la mayor eficiencia promedio se da en las guías del grupo B con el espejo E20.**

#### V.8.4 Potencia umbral para la emisión láser

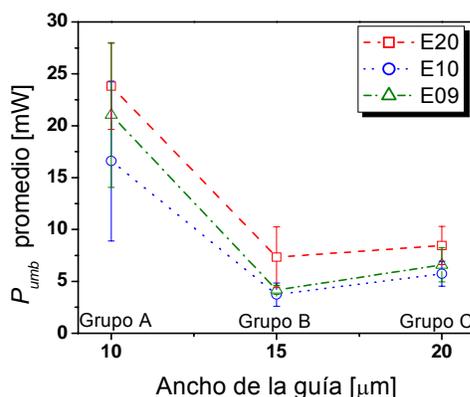
La potencia umbral de bombeo de cada guía para las diferentes cavidades utilizadas se presenta en la figura 66. La figura se presenta sólo para mostrar el comportamiento general de los conjuntos de guías de ancho similar y no para comparar las guías individualmente.

Para cada espejo de salida, las guías del grupo A tuvieron las potencias umbrales más altas ( $P_{umb} \sim 16.6\text{-}23.8\text{ mW}$ ), las guías del grupo B presentaron los umbrales más bajos ( $P_{umb} \sim 3.7\text{-}7.3\text{ mW}$ ) y las guías del grupo C presentaron potencias umbrales bajas ( $P_{umb} \sim 5.7\text{-}8.4\text{ mW}$ ), aunque ligeramente mayores que las del grupo B en casi todos los casos.

Las potencias umbrales más altas obtenidas en las guías de los grupos B y C son menores que las potencias umbrales más bajas obtenidas en las guías del grupo A. Esto se aprecia con mayor claridad en la figura 67, donde se ha graficado la *potencia umbral promedio* para cada grupo de guías y para cada espejo de salida utilizado. En la figura también puede verse que para todas las guías las potencias umbrales promedio más bajas se



**Figura 66.** Potencia umbral de bombeo de la emisión láser en guías de onda angostas para diferentes espejos de salida: (a) E20, (b) E10, (c) E09. En las tres gráficas: guías del grupo A (cuadrados), guías del grupo B (círculos) y guías del grupo C (triángulos).



**Figura 67.** Promedio de la potencia umbral de bombeo como función del ancho de las guías de onda angostas para los diferentes espejos de salida utilizados.

obtuvieron con el espejo de salida E10, mientras que las potencias umbrales promedio más altas se obtuvieron con el espejo de salida E20. Por lo tanto, **la potencia de bombeo umbral más baja se obtuvo en las guías del grupo B con el espejo de salida E10.**

### V.8.5 Discusión de los resultados de eficiencia y potencia umbral

Los resultados en eficiencia y potencia umbral promedio nos permiten apreciar que las guías de diferente ancho producen diferentes características en la oscilación láser. Las guías de los grupos B y C (de 15 y 20  $\mu\text{m}$  de ancho, respectivamente) exhiben un comportamiento similar en eficiencia y potencia umbral, mientras que las guías del grupo A (de 10  $\mu\text{m}$  de ancho) presentan la eficiencia *promedio* más baja y la potencia umbral *promedio* más alta.

Podemos ver, además, que con el espejo de salida E20 es posible lograr la mejor eficiencia pero es necesaria una mayor potencia de bombeo para comenzar la oscilación láser. Por otro lado, con el espejo de salida E10 es posible reducir la potencia de bombeo necesaria para comenzar la oscilación láser, pero entonces la eficiencia también se reduce. Un balance entre la eficiencia y la potencia umbral debe realizarse en función de las aplicaciones específicas del dispositivo.

También es pertinente comentar que los espejos con los que se formaron las cavidades se mantuvieron acoplados a las guías mediante la tensión superficial de un aceite de baja

**Tabla XIV.** Comparación de las características de la emisión láser en guías de onda obtenidas por implantación de iones en cristales de Nd:YAG.

Tipo de guía	Ion*	Dimensiones: Profundidad, ancho, longitud	Eficiencia (%)	Potencia umbral (mW)	Potencia máxima (mW)	Referencia
Plana	He <sup>+</sup> (M)	6.0 $\mu\text{m}$ , $\infty$ , 10 mm	1.7	50	1.0	Chandler <i>et al.</i> , 1989
Plana	He <sup>+</sup> (M)	4.0 $\mu\text{m}$ , $\infty$ , 4 mm	--	10.5, 14.9	1.0	Field <i>et al.</i> , 1991b
Plana	H <sup>+</sup> (M)	9.5 $\mu\text{m}$ , $\infty$ , 10 mm	7	11.0	4.0	Domenech <i>et al.</i> , 2003
	C <sup>2+</sup> (S)	4.0 $\mu\text{m}$ , $\infty$ , 10 mm	9	22.0	4.6	
Plana	H <sup>+</sup> (M)	9.0 $\mu\text{m}$ , $\infty$ , 10 mm	18.1	50.0	14.2	Flores Romero <i>et al.</i> , 2004
	H <sup>+</sup> (S)	4.0 $\mu\text{m}$ , $\infty$ , 10 mm	21.38	50.8	16.1	
Canal	He <sup>+</sup> (M)	6.0 $\mu\text{m}$ , 4-20 $\mu\text{m}$ , 2.5 mm	29	1.6	~ 4.5	Field <i>et al.</i> , 1991a
			--	0.540	--	
Canal	H <sup>+</sup> (S)	4-5 $\mu\text{m}$ , 10-20 $\mu\text{m}$ , 10 mm	6 - 16	4 - 23	7.0	Este trabajo

\* La letra dentro del paréntesis indica si el proceso de fabricación fue por implantes a diferentes energías, *i.e.* implantación múltiple (M), o a una sola energía (S).

viscosidad. Esta configuración no permite ningún movimiento para alinear la cavidad; no obstante, sí se obtuvo la emisión láser. Se atribuye este éxito a la configuración de guía de onda, ya que suponemos que un rayo de luz que por su dirección debiera escapar de la cavidad es confinado nuevamente por la guía.

Por otro lado, los resultados en eficiencia láser y potencia umbral obtenidos se pueden comparar con los obtenidos en trabajos previos sobre láseres basados en guías de onda y acerca de láseres basados en cristales en barra (*slab*) o en volumen.

En la tabla XIV se presentan algunas características sobresalientes de **láseres basados en guías de onda** fabricadas por implantación de iones.

En cuanto a la **eficiencia láser** se observa lo siguiente:

- Las eficiencias son mayores que las reportadas en guías planas obtenidas por implantación de helio.
- Son menores que las logradas en guías planas obtenidas con condiciones similares.
- Son similares a las reportadas en guías planas obtenidas por implantación de protones a diferentes energías, o por implantación de carbono a una sola energía.
- Son menores que las obtenidas en guías angostas fabricadas por implantes de helio a diferentes energías.

Respecto a los resultados de **potencia umbral** observamos lo siguiente:

a) Hay una reducción por un factor de 10 en la potencia de bombeo umbral con respecto a guías planas obtenidas bajo condiciones similares.

b) Los valores son menores que los reportados en guías planas obtenidas por implantación de protones a diferentes energías o por implantación de carbono a una sola energía.

c) Los umbrales son mayores que los reportados en guías de onda angostas obtenidas por la implantación de helio a diferentes energías.

d) Las guías con los umbrales más bajos fueron las de  $15 \mu m$  de ancho mientras que en las guías angostas formadas por la implantación de helio fueron las guías de  $20 \mu m$  de ancho las que presentaron las potencias umbrales más bajas (Field *et al.* 1991a).

Conviene aclarar que las guías reportadas en trabajos previos han sido sometidas a un tratamiento térmico con el fin de reducir pérdidas, o la emisión láser ha sido optimizada al reducir la longitud del cristal; en contraste, los datos reportados en esta tesis fueron obtenidos en guías que no han sido sometidas a ningún proceso posterior a la implantación.

En lo que respecta a los **láseres basados en cristales en barra o en volumen** las eficiencias teórica y experimental máximas son de 62 y 49%, respectivamente; para la potencia umbral, los valores teórico y experimental mínimos reportados son de  $\sim 30$  y  $34 mW$ , respectivamente (Huang *et al.*, 2005).

Las eficiencias experimentales obtenidas en guías de onda obtenidas por implantación de iones van desde  $\sim 2$  hasta 29%; la potencia umbral obtenida se encuentra entre  $\sim 1$  y  $\sim 50 mW$ . Normalmente las guías de onda exhiben pérdidas de propagación mayores que los cristales en barra o en volumen, lo cual hace que la eficiencia láser sea menor que en esas configuraciones; sin embargo la potencia de bombeo umbral sí es reducida sustancialmente debido a la alta densidad de la luz de bombeo y de emisión láser sostenidas a lo largo de la cavidad completa gracias a la estructura de guía de onda.

### **V.8.6 Pérdidas por propagación a $1064 nm$**

Los valores de las pérdidas por propagación  $\alpha_p$ , obtenidos por medio de la ecuación (75) a partir de los valores de la eficiencia láser para cada uno de los espejos de salida utilizados, se presentan en la tabla XV. En la ecuación (75) se utilizó un valor de la transmisión de

**Tabla XV.** Pérdidas por propagación a 1064 nm en guías de onda angostas, calculadas a partir de la eficiencia láser.

Grupo de guías	$\alpha_p$ (cm <sup>-1</sup> )	$\alpha_p$ (dB/cm)
A	0.60 ± 0.26	2.61 ± 1.11
B	0.33 ± 0.11	1.44 ± 0.47
C	0.48 ± 0.18	2.07 ± 0.79

Fresnel  $T = 0.9912$  obtenido con los siguientes valores para los índices de refracción del cristal y del aceite,  $n = 1.8285$  y  $n = 1.515$ , respectivamente.

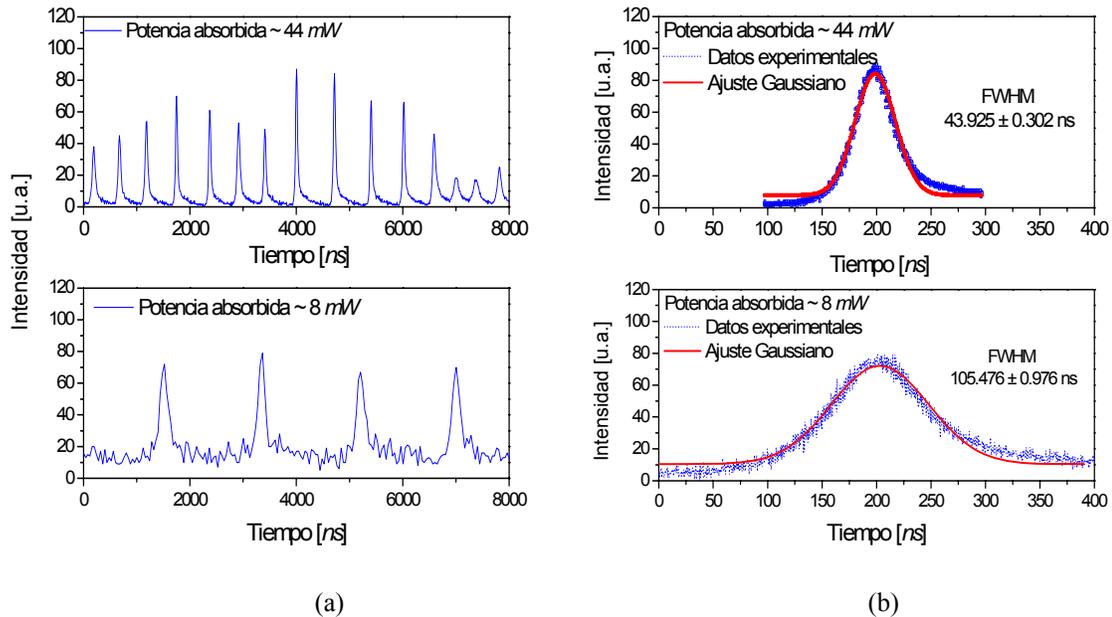
Como puede verse claramente en la tabla XV, las guías de onda de diferente ancho presentan diferentes pérdidas de propagación; las guías del grupo A presentan las pérdidas mayores, las guías del grupo B presentan las pérdidas menores y las guías del grupo C presentan pérdidas intermedias.

### V.8.7 Auto-pulsado

Al estudiar el comportamiento temporal de la potencia de salida de la emisión láser de las guías se encontró que es de tipo pulsado. Este comportamiento se observó en todas las guías de la muestra yag8 y con cada uno de los diferentes acopladores de salida utilizados. En la figura 68 se presentan gráficas donde se muestran algunas características de los pulsos observados durante la emisión láser en una guía de onda del grupo C, donde se usó el acoplador de salida E20.

Las características de los pulsos dependen de la potencia de bombeo. Para una potencia de bombeo absorbida de 40 mW los pulsos tienen una duración de  $t_{pulso} \sim 44$  ns y una separación entre ellos de  $\sim 640$  ns ( $R_{rep} = (640 \text{ ns})^{-1} \sim 1.56$  MHz); para una potencia absorbida de  $\sim 8$  mW la duración de los pulsos fue de  $t_{pulso} \sim 105$  ns y la separación entre ellos de  $\sim 1960$  ns ( $R_{rep} \sim 510$  kHz).

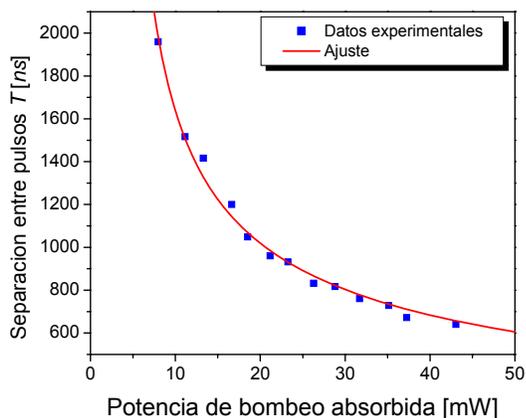
En la figura 69 se puede observar la separación entre pulsos como una función de la potencia de bombeo absorbida; los puntos representan las separaciones observadas experimentalmente ( $T = 1/R_{rep}$ ) y la línea continua es la separación teórica entre pulsos  $T = 1/\omega_m$  como función de la potencia de bombeo absorbida que se aproxima mejor a los



**Figura 68.** Comportamiento temporal de la potencia de salida del láser de guía de onda para dos potencias de bombeo, en la cavidad el espejo de salida fue el E20. (a) Trenes de pulsos. (b) Pulsos individuales.

datos experimentales,  $\omega_m$  es la frecuencia de las oscilaciones de relajación dada por la ecuación (16). Los parámetros utilizados para realizar la aproximación fueron  $P_{umb} = 3.67$  mW,  $\tau_2 = 240$   $\mu$ s y  $\tau_{cav} = 0.488$  ns. La curva de eficiencia para la guía analizada nos da una potencia umbral de bombeo de  $P_{umb} = 3.39$  mW, en acuerdo con la potencia umbral de bombeo usada en la aproximación teórica. Podemos ver también que, para cada potencia de bombeo, la velocidad de repetición de los pulsos observados  $R_{rep}$  es aproximadamente igual a la frecuencia de las oscilaciones de relajación  $\omega_m$ . Por lo tanto, atribuimos el origen de los pulsos observados a oscilaciones de relajación sostenidas.

Del valor de las pérdidas para esta guía de onda particular ( $\alpha \cong 0.357$   $cm^{-1}$ ) se puede obtener otra estimación de la vida media del fotón en la cavidad utilizando la ecuación (17), al hacer esto obtenemos que  $\tau_{cav} = 0.147$  ns. Esto significa que la aproximación obtenida de la teoría de oscilaciones de relajación es consistente con la longitud de la cavidad usada para construir el láser.



**Figura 69.** Separación entre pulsos como función de la potencia de bombeo absorbida.

## V.9 Conclusiones del capítulo

Se fabricaron varias guías de onda angostas por medio de la implantación de protones o carbono a través de una mascarilla positiva electroformada. Las dimensiones transversales de las guías, medidas por microscopía óptica, están en acuerdo con los anchos de las rendijas de la mascarilla y con las profundidades predichas por medio de la simulación de la implantación de iones con el programa SRIM. Las propiedades espectroscópicas de las guías muestran cambios en la sección transversal de emisión estimulada que dependen del tipo de iones implantados; en particular, las guías implantadas por protones mostraron un aumento en la sección transversal mientras que las guías implantadas con carbono mostraron una disminución en ese parámetro. Como consecuencia de esos cambios en la sección transversal de emisión estimulada la emisión láser se logró solamente en las guías implantadas con protones. Las características de la emisión láser lograda muestran una mejora, *i.e.* una reducción, en la potencia umbral con respecto a la obtenida en láseres basados en guías de onda planas fabricadas con condiciones similares de implantación; sin embargo los valores de la eficiencia láser necesitan ser mejorados.

# Capítulo VI

---

## Conclusiones

---

En este trabajo se estudió la formación de guías de onda angostas en cristales láser de Nd:YAG mediante la implantación de iones, las propiedades pasivas de las guías, los cambios producidos en las propiedades espectroscópicas de la región implantada del cristal y la aplicación de las guías formadas para el desarrollo de láseres compactos. A continuación se presentan las conclusiones más importantes obtenidas de este estudio.

**A) Método de fabricación.** Se logró desarrollar un método para formar guías de onda ópticas angostas por la técnica de implantación de iones a través de una mascarilla electroformada.

a) El método consiste en las siguientes **etapas**:

- i. Determinar las condiciones de implantación.
- ii. Limpieza cuidadosa del sustrato, la mascarilla y el portamuestras.
- iii. Montaje del sustrato y la mascarilla en el portamuestras.
- iv. Implantación.

b) El método presenta las siguientes **características**.

- i. Eficiencia muy alta en la formación de guías angostas. Esto se debe al control eficiente de las variables involucradas en el proceso de implantación de iones; en otras palabras, con esta técnica las condiciones de fabricación y, por ende, los resultados son repetibles y reproducibles aproximadamente en un ~90%.

- ii. Elimina un cuello de botella tecnológico respecto a un método de fabricación confiable y robusto. La mascarilla desarrollada fue hecha de una aleación de níquel-cobalto y su espesor en la región de las rendijas ( $\sim 25 \mu m$ ) fue suficiente para detener los iones e impedir que entraran a las regiones del sustrato donde no se deseaban modificaciones. Como la técnica de electroformado utilizada en la fabricación de la mascarilla se realiza bajo condiciones muy controladas es posible producir rendijas con un perfil uniforme y casi libre de rugosidades. Además, los anchos de las rendijas determinan en buena medida los anchos de las guías formadas.
  - iii. Rapidez. El proceso de implantación empleado es a una sola energía, a un solo ángulo, *i.e.* un solo implante, y con dosis bajas de iones implantados; esto permite tiempos de fabricación relativamente cortos comparados con los procesos de implantes a varias energías. Además, las dosis utilizadas son suficientes para producir un aumento del índice de refracción en la región de la excitación electrónica el cual es suficiente para confinar la luz lateralmente; en particular, es notorio que la implantación de iones de carbono haya producido dicho aumento del índice de refracción.
- c) **Resultados asequibles con el método.** Con este método se puede obtener los siguientes resultados:
- i. Por cada rendija de la mascarilla se forma una guía de onda.
  - ii. Las guías son uniformes y con pérdidas por esparcimiento bajas.
  - iii. Se pueden producir conjuntos de guías ópticas de diferentes anchos (de dimensiones micrométricas) sobre el mismo sustrato bajo las mismas condiciones de implantación. Esto abre la oportunidad para una producción de gran escala para aplicaciones industriales.
  - iv. Cada guía de onda formada es potencialmente un *microláser*, por lo que con esta técnica se puede desarrollar un arreglo de *microláseres*.

**B) Características físicas de las guías angostas fabricadas.** Con el método descrito se fabricaron guías de onda angostas con las siguientes características.

- a) Las dimensiones transversales de las guías se estimaron por medio de microscopía óptica: las guías obtenidas por implantación de **protones** tienen dimensiones aproximadas de 10.5x4.6, 14.9x4.4 y 20.4x4.6  $\mu\text{m}^2$ ; las guías obtenidas por implantación de **carbono** tienen dimensiones aproximadas de 11.7x4.1, 16.9x3.8 y 21.6x4.2  $\mu\text{m}^2$ .
- b) Las dimensiones estimadas están en acuerdo con las predicciones teóricas, lo cual permite confirmar la gran reproducibilidad de la técnica de implantación de iones. En este caso, los anchos de las guías corresponden bien con los anchos de las rendijas de la mascarilla; mientras que las profundidades concuerdan con aquéllas obtenidas a partir de simulaciones de la implantación realizadas con el programa SRIM.
- c) Las dimensiones transversales fueron confirmadas mediante microscopía con una cámara CCD.

**C) Propiedades de confinamiento de las guías formadas.**

- a) Todas las guías obtenidas mostraron confinamiento bidimensional de la luz.
- b) Todas las guías fueron monomodales en la dirección vertical y multimodales en la horizontal (soportaron los modos  $\text{TEM}_{00}$ ,  $\text{TEM}_{10}$  y  $\text{TEM}_{20}$ ), en acuerdo con las predicciones teóricas de la aproximación de rayos para guías planas.
- c) Transmitancia de las guías de luz a una longitud de onda de 635 nm. Las guías obtenidas por implantación de **protones** presentaron transmitancias entre 3-9%, la transmitancia mostró dependencia con el ancho de las guías, las guías más angostas transmitieron mayor cantidad de luz que las más anchas. Las guías obtenidas por implantación de **carbono** presentaron transmitancias entre 14-17%, en este caso no se observó dependencia de la transmitancia con respecto al ancho de la guía.
- d) Lo anterior significa que las guías obtenidas por implantación de carbono presentan una transmitancia a 635 nm mayor a la de las guías de protones,

con factores de  $\sim 2$ , 3 y 4 para las guías de 10, 15 y 20  $\mu m$  de ancho, respectivamente.

- e) Adicionalmente, las **guías angostas** obtenidas presentan un mejor confinamiento de la luz y una mayor transmitancia que las **guías planas** obtenidas en trabajos previos con condiciones similares en la implantación.

#### **D) Propiedades espectroscópicas de los iones de neodimio dentro de las guías.**

- a) **Espectro de absorción.** Los espectros de absorción de las guías de protones y los de las guías de carbono no mostraron diferencias significativas entre sí ni con el espectro del cristal en volumen. Esto puede deberse a que la medición se realizó en una dirección transversal a la dirección de propagación de las guías y la razón área implantada/área total de medición fue muy baja; una mejor comparación se espera si la medición se realiza en la dirección de propagación de las guías.
- b) **Cambios en las intensidades relativas de las bandas del espectro de luminiscencia.** Se analizaron las tres regiones principales del espectro de luminiscencia, éstas son las originadas por las transiciones  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  ( $\lambda \sim 867-950 \text{ nm}$ ),  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1050-1125 \text{ nm}$ ) y  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  ( $\lambda \sim 1310-1450 \text{ nm}$ ).
- i. El cambio más notable ocurre en la región de  $\lambda \sim 867-950 \text{ nm}$ , ahí los picos principales (935 y 946  $\text{nm}$ ) en el espectro del cristal en volumen pasaron a ser los picos secundarios en los espectros de las guías, sean de protones o de carbono. En una interpretación alternativa se puede decir que la banda a 885  $\text{nm}$  aumentó su intensidad hasta ser casi igual (guías de protones) o mayor (guías de carbono) que la intensidad de la banda a 946  $\text{nm}$ .
  - ii. En la región de  $\lambda \sim 1050-1125 \text{ nm}$  los espectros de las guías de protones mostraron un aumento en la intensidad de la banda dominante (1064  $\text{nm}$ ) con respecto a la de las otras bandas; por el

contrario, en las guías de carbono la intensidad de esa banda tuvo una reducción con respecto a la de las otras bandas.

iii. En la región de  $\lambda \sim 1310-1450 \text{ nm}$  no se aprecian claramente los cambios. De los resultados en las otras regiones se infiere que los cambios en esta región no deben ser muy significativos y aunque se aprecia un aumento en la intensidad de las bandas localizadas a longitudes de onda mayores, éste puede deberse al ruido que no fue eliminado completamente.

- c) **Cambios en el ancho de las bandas del espectro de luminiscencia.** Los anchos de las bandas de los espectros de luminiscencia prácticamente no sufrieron variaciones. Éste resultado sugiere que la formación de la guía de onda por medio de la implantación de iones preserva las propiedades espectroscópicas de los iones de  $\text{Nd}^{3+}$ . En particular, se encontró un ensanchamiento promedio menor que  $0.5 \text{ nm}$  en el ancho de cada banda del espectro. Esto es especialmente remarcable para las guías formadas por implantación de carbono y sugiere que la implantación de este tipo de iones es prometedora para la formación de láseres basados en guías de onda obtenidas por esta técnica.
- d) **Sección transversal de emisión estimulada.** A partir de los espectros de luminiscencia se calculó la sección transversal de emisión estimulada. Al respecto, las guías obtenidas por implantación de protones mostraron un aumento en la sección transversal con respecto a la del cristal en volumen; por el contrario, las guías obtenidas por implantación de carbono mostraron una disminución en la sección transversal. Este fenómeno puede ser una de las causas de que en las guías de protones se haya logrado la emisión láser mientras que en las guías de carbono este tipo de emisión no fue lograda.

**E) Propiedades de la emisión láser en las guías obtenidas por implantación de protones.** Se estudió el fenómeno láser en función del ancho de las guías angostas y de la reflectancia del espejo de salida. Para ello se estudiaron tres conjuntos de guías

angostas (con anchos de 10, 15 y 20  $\mu\text{m}$ , respectivamente) colocadas dentro de cavidades resonantes formadas con espejos de salida de diferentes reflectividades a la longitud de onda láser (1064 nm). Las características de la emisión láser que se analizaron fueron la eficiencia láser y la potencia umbral.

- a) **Láser de guía de onda.** Aun cuando no se colocaran las guías dentro de una cavidad resonante fue posible la emisión láser en las guías de 15  $\mu\text{m}$  de ancho de la muestra yag8, es decir, se tuvo una configuración de láser de guía de onda. La potencia máxima de salida en esta configuración fue de  $\sim 1.5 \text{ mW}$ ; las curvas de eficiencia muestran que las eficiencias fueron de  $\sim 10\%$ , con potencias umbrales de bombeo de  $\sim 80 \text{ mW}$ .
- b) **Eficiencia láser.** Las eficiencias obtenidas fueron de 6.3-9.8, 9.0-16.7 y 5.5-16.2%, para las guías de 10, 15 y 20  $\mu\text{m}$  de ancho, respectivamente. Esto significa que las guías con mejor eficiencia fueron las de 15  $\mu\text{m}$  de ancho, seguidas por las de 20  $\mu\text{m}$ , y por último las de 10  $\mu\text{m}$ . La mejor eficiencia ( $\sim 16\%$ ) se obtuvo en las guías de 15  $\mu\text{m}$  de ancho con un espejo de salida de  $R = 80\%$ .
- c) **Potencia umbral.** Los valores obtenidos para las guías de 10, 15 y 20  $\mu\text{m}$  de ancho fueron de 16.6-23.8, 3.7-7.3 y 5.7-8.4  $\text{mW}$ , respectivamente. De esta manera, las guías que presentaron la potencia umbral más baja fueron las de 15  $\mu\text{m}$  de ancho, seguidas de las de 20  $\mu\text{m}$ , y por último las de 10  $\mu\text{m}$ . La potencia umbral más baja ( $\sim 4 \text{ mW}$ ) se obtuvo en las guías de 15  $\mu\text{m}$  de ancho con un espejo de salida de  $R = 90\%$ .
- d) **Guías con la eficiencia mayor y la potencia umbral menor.** Los resultados anteriores muestran que las guías de 15  $\mu\text{m}$  de ancho presentan la eficiencia más alta y la potencia umbral más baja, aunque esto se logra con diferentes espejos de salida. Debe hacerse un balance para optimizar la potencia láser de salida en función de la aplicación particular del dispositivo.
- e) **Comparación con la emisión láser obtenida en guías de onda planas.** Las características de la emisión láser lograda en las guías angostas muestran una mejora, *i.e.* una reducción, en la potencia umbral con respecto a la

obtenida en láseres basados en guías de onda planas fabricadas con condiciones similares de implantación; sin embargo los valores de la eficiencia láser necesitan ser mejorados.

- f) **Pérdidas por propagación a la longitud de onda láser.** Los valores de la eficiencia se utilizaron para calcular el coeficiente de pérdidas por propagación a la longitud de onda láser (1064 nm). Los valores obtenidos están entre 1.0-3.8 dB/cm, el valor mínimo corresponde a las guías de 15  $\mu\text{m}$  de ancho y el máximo a las de 10  $\mu\text{m}$ . Se esperan mejores eficiencias y potencias umbrales más bajas si se disminuyen las pérdidas por propagación, si los espejos se fabrican directamente sobre las caras de entrada y de salida de las guías o si la longitud del cristal se corrige para optimizar la potencia de salida.

**F) Auto pulsado.** Se observó el comportamiento temporal de la potencia de salida de los láseres basados en guías de onda.

- a) El comportamiento observado fue de tipo pulsado. Las características de los pulsos dependen de la potencia de bombeo. En general la duración de los pulsos y la separación entre ellos es inversamente proporcional a la potencia de bombeo.
- b) La dependencia de las características de los pulsos con respecto a la potencia de bombeo nos sugiere que el origen de los pulsos puede atribuirse a oscilaciones de relajación sostenidas.

**G) Posibilidades futuras.**

- a) Desarrollo de láseres compactos bombeados por diodo.
- b) Aplicación del método para fabricar guías angostas en otro tipo de cristales. Por ejemplo para lograr emisión láser a otras longitudes de onda, conversión hacia arriba, doblado de frecuencia, etc.
- c) Corregir la longitud de los cristales para optimizar la potencia láser de salida.

- d) Explorar la posibilidad de formar guías angostas profundas. Por medio de implantes a dos energías diferentes de manera que el espacio entre las distribuciones de los iones sea del orden de micrómetros.
- e) Encontrar la dosis umbral de protones y carbono para la formación de guías de onda eficientes.

## Referencias

- Adams, M.J. 1981. "An introduction to optical waveguides". John Wiley and Sons Ltd. Chichester. 401 pp.
- Arutunyan, E.A. y S.Kh. Galoyan. 1986. "Determination of refractive index profile in optical waveguides formed by ion implantation". *Opt. Commun.* **56**(6): 399-402 p.
- Bayly, A.R. y P.D. Townsend. 1973. "Ellipsometric analysis of refractive index profiles produced by ion implantation in silica glass". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6**(9): 1115-1128 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.
- Born, M. y E. Wolf. 1980. "Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light". Pergamon Press. Sexta edición. New York. 952 pp.
- Brandt, W. y M. Kitagawa. 1982. "Effective stopping-power charges of swift ions in condensed matter". *Phys. Rev. B* **25**(9): 5631-5637 p.
- 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". *Opt. Acta.* **33**(2): 127-143 p.
- Chandler, P.J., S.J. Field, D.C. Hanna, D.P. Sheperd, P.D. Townsend, A.C. Tropper y L. Zhang. 1989. "Ion-implanted Nd:YAG planar waveguide laser". *Electron. Lett.* **25**(15): 985-986 p.
- Chen, F., X.L. Wang y K.M. Wang. 2007. "Development of ion-implanted optical waveguides in optical materials: A review". *Opt. Mat.* **29**: 1523-1542 p.
- Custodio, R. y N.H. Morgon. 2001. "Tópicos de química cuántica". Universidade Estadual de Campinas. Campinas. [http://www.chemkeys.com/esp/md/tdqc\\_3/tdqc\\_3.htm](http://www.chemkeys.com/esp/md/tdqc_3/tdqc_3.htm), consultado en junio de 2008.
- Domenech, M., G.V. Vázquez, E. Cantelar y G. Lifante. 2003. "Continuous-wave laser action at  $\lambda = 1064.3 \text{ nm}$  in proton- and carbon-implanted Nd:YAG waveguides". *Appl. Phys. Lett.* **83**(20): 4110-4112 p.
- Domenech, M., G.V. Vázquez, E. Flores-Romero, E. Cantelar, y G. Lifante. 2005. "Continuous-wave laser oscillation at 1.3  $\mu\text{m}$  in Nd:YAG proton-implanted planar waveguides". *Appl. Phys. Lett.* **86**(15): 151108 p.

## Referencias (continuación)

- Dynamics Research Corporation. 2005. "High precision NiCo electroformed parts". Hoja de datos.
- Field, S.J., D.C. Hanna, A.C. Large, D.P. Sheperd, A.C. Tropper, P.J. Chandler, P.D. Townsend y L. Zhang. 1991a. "Low threshold ion-implanted Nd:YAG channel waveguide laser". *Electron. Lett.* **27**(25): 2375-2376 p.
- Field, S.J., D.C. Hanna, D.P. Sheperd, A.C. Tropper, P.J. Chandler, P.D. Townsend y L. Zhang. 1991b. "Ion-implanted Nd:YAG waveguide lasers". *IEEE J. Quantum Electron.* **27**(3): 428-433 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., 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 p. <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-10-2264>
- Fluck, D., T. Pliska, G. Günter, St. Bauer, L. Beckers y Ch. Buchal. 1996. "Blue-light second-harmonic generation in ion-implanted KNbO<sub>3</sub> channel waveguides of new design". *Appl. Phys. Lett.* **69**(27): 4133-4135 p.
- Gruber, J.B., M.E. Hills, T.H. Allik, C.K. Jayasankar, J.R. Quagliano, y F.S. Richardson. 1990. "Comparative analysis of Nd<sup>3+</sup> (4f<sup>3</sup>) energy levels in four garnet hosts". *Phys. Rev. B* **41**(12): 7999-8012 p.
- Hall, G.J. y A.I. Ferguson. 1994. "Generation of single-frequency radiation at 1064, 1319, and 659.5 nm with an all-solid-state, out-of-plane Nd:YAG ring laser". *Opt. Lett.* **19**(8): 557-559 p.
- Hecht, E. 2000. "Óptica". Addison Wesley Iberoamericana. Madrid. 722 pp.
- Hernández Mangas, J.M. 2000. "Simulación de la implantación iónica en semiconductores". Universidad de Valladolid. España. Tesis Doctoral. 192 pp.
- Huang, Z., Y. Huang, Y. Chen y Z. Luo. 2005. "Theoretical study on the laser performances of Nd<sup>3+</sup>:YAG and Nd<sup>3+</sup>:YVO<sub>4</sub> under indirect and direct pumping". *J. Opt. Soc. Am. B* **22**(12): 2564-2569 p.

## Referencias (continuación)

- Kalisky, Y., L. Kravchik y C. Labbe. 2001. "Repetitive modulation and passively Q-switching of diode-pumped Nd-KGW laser". *Opt. Commun.* **189**: 113-125 p.
- Koechner, W. 2006. "Solid-state laser engineering". Springer Science+Business Media, Inc. Sexta edición. New York. 748 pp.
- Krupke, W.F., M.D. Shinn, J.E. Marion, J.A. Caird y S.E. Stokowski. 1986. "Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet". *J. Opt. Soc. Am. B* **3**(1): 102-114 p.
- Kuhn, H.G. 1963. "Atomic spectra". Academic Press, Inc. New York. 436 pp.
- Kuhn, K.J. 1998. "Laser engineering". Prentice Hall, Inc. London. 498 pp.
- Kushida, T., H.M. Marcos y J.E. Geusic. 1968. "Laser transition cross section and fluorescence branching ratio for Nd<sup>3+</sup> in yttrium aluminum garnet". *Phys Rev.* **167**(2): 289-291 p.
- Lallier, E., J.P. Pocholle, M. Papuchon, M.P. De Micheli, M.J. Li, Qing He, D.B. Ostrowsky, C. Grezes-Besset y E. Pelletier. 1991. "Nd:MgO:LiNbO<sub>3</sub> Channel Waveguide Laser Devices". *IEEE J. Quantum Electron.* **27**(3): 618-625 p.
- Lando, M., J. Kagan, B. Linyekin y V. Dobrusin. 2003. "A solar-pumped Nd:YAG laser in the high collection efficiency regime". *Opt. Commun.* **222**: 371-381 p.
- Leverenz, H.W. 1950 "An introduction to luminescence of solids". John Wiley and Sons. New York. 569 pp.
- Li, G., K.A. Winick, H.C. Griffin y J.S. Hayden. 2006. "Systematic modeling study of channel waveguide fabrication by thermal silver ion exchange". *Appl. Opt.* **45**: 1743-1755 p.
- Lindhard, J. y M. Scharff. 1961. "Energy Dissipation by Ions in the keV Region". *Phys. Rev.* **124**(1): 128-130 p.
- Lupei, V., N. Pavel y T. Taira. 2001. "Laser emission in highly doped Nd:YAG crystals under <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub> and <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> pumping". *Opt. Lett.* **26**(21):1678-1680 p.
- Mackenzie, J.I. 2007. "Dielectric solid-state planar waveguide laser: a review". *IEEE J. Selec. Top. Quantum electron.* **13**(3): 626-637 pp.

## Referencias (continuación)

- Marcuse, D. 1991. "Theory of dielectric optical waveguides". Academic Press, Inc. Segunda edición. Boston. 381 pp.
- Márquez, H., D. Salazar, A. Villalobos, G. Paez y J.M. Rincon. 1995. "Experimental study of  $\text{Cu}^+$ - $\text{Na}^+$  exchanged glass waveguides". *Appl. Opt.* **34**: 5817-5822 p.
- Mathey, P., P. Jullien y J.L. Bolzinger. 1995. "Refractive-index profile reconstructions in planar waveguides by the WKB inverse method and reflectivity calculations". *J. Opt. Soc. Am. B* **12**(9): 1663-1670 p.
- Moretti, P., M.F. Joubert, S. Tascu, B. Jacquier, M. Kaczkan, M. Malinowskii y J. Samecki. 2003. "Luminescence of  $\text{Nd}^{3+}$  in proton or helium-implanted channel waveguides in Nd:YAG crystals". *Opt. Mater.* **24**: 315-319 p.
- Najafi, S.I. 1992. "Introduction to glass integrated optics". Artech House. Primera edición. Boston. 170 pp.
- Paschotta, R. 2008a. "Fibers" en "Encyclopedia of laser physics and technology". RP Photonics Consulting GmbH. Zürich. <http://www.rp-photonics.com/fibers.html>, consultado en junio de 2008.
- Paschotta, R. 2008b. "Slope efficiency" en "Encyclopedia of laser physics and technology". RP Photonics Consulting GmbH. Zürich. [http://www.rp-photonics.com/slope\\_efficiency.html](http://www.rp-photonics.com/slope_efficiency.html), consultado en junio de 2008.
- Ramaswamy, R.V. y R. Srivastava. 1988. "Ion-exchanged glass waveguides: a review". *J. Light. Tech.* **6**(6): 984-1002 pp.
- Saleh, B.E.A. y M.C. Teich. 1991. "Fundamental of Photonics". John Wiley and Sons, Inc. Primera edición. New York. 966 pp.
- Smith, R.G., K. Nassau y M.F. Galvin. 1965. "Efficient continuous optical second-harmonic generation". *Appl. Phys. Lett.* **7**: 256-258 p.
- Svelto, O. 1998. "Principles of lasers". Traducido del italiano al inglés y editado por D.C. Hanna. Springer. Cuarta edición. New York. 605 pp.
- Szachowicz, M., P. Moretti, M.F. Joubert, M. Couchaud, y B. Ferrand. 2007. "Fabrication of  $\text{H}^+$  implanted channel waveguides in  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd,Tm}$  single crystal buried epitaxial layers for infrared to blue upconversion laser systems". *Appl. Phys. Lett.* **90**(3): 031113 p.

## Referencias (continuación)

- Tien, P.K., R. Ulrich y R.J. Martin. 1969. "Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films". *Appl. Phys. Lett.* **14**(9): 291-294 p.
- Townsend, P.D., P.J. Chandler y L. Zhang. 1994. "Optical Effects of Ion Implantation". Cambridge University Press. Cambridge. 280 pp.
- Vázquez, G.V., J. Rickards, G. Lifante, M. Domenech y E. Cantelar. 2003a. "Low dose carbon implanted waveguides in Nd:YAG". *Opt. Express.* **11**: 1291-1296 p.
- Vázquez, G.V., J. Rickards, H. Márquez, G. Lifante, E. Cantelar y M. Domenech. 2003b. "Optical waveguides in Nd:YAG by proton implantation". *Opt. Commun.* **218**: 141-146 p.
- Verdeyen, J.T. 1995. "Laser Electronics". Prentice Hall. Tercera edición. New Jersey. 770 pp.
- Wallace, R.W. y S.E. Harris. 1969. "Oscillation and doubling of the 0.946- $\mu$  line in Nd<sup>3+</sup>:YAG". *Appl. Phys. Lett.* **15**: 111-112 p.
- Watts, R.K. 1971. "Branching ratios for YAlG:Nd<sup>3+</sup>". *J. Opt. Soc. Am.* **61**(1): 123-124 p.
- Webb, A.P. y P.D. Townsend. 1976. "Refractive index profiles induced by ion implantation into silica". *J. Phys. D: Appl. Phys.* **9**: 1343-1354 p.
- Wei, D.T.Y., W.W. Lee y L.R. Bloom. 1974. "Large refractive index change induced by ion implantation in lithium niobate". *Appl. Phys. Lett.* **25**(6): 329-331 p.
- Yamashiki, T. y K. Tsuda. 2003. "Low-loss waveguides of benzylidene-aniline derivatives by organic molecular beam heteroepitaxy". *Opt. Lett.* **28**: 316-318 p.
- Yariv, A. 1991. "Optical Electronics". HRW Saunders. Cuarta edición. Philadelphia. 713 pp.
- Yu, D.L. y D.Y. Tang. 2003. "Experimental study of a high-power CW side pumped Nd:YAG laser". *Opt. & Laser Tech.* **35**: 37-42 p.
- Zhang, L., P.J. Chandler, P.D. Townsend, S.J. Field, D.C. Hanna, D.P. Sheperd y A.C. Tropper. 1991. "Characterization of ion implanted waveguides in Nd:YAG". *J. Appl. Phys.* **69**(6): 3440-3446 p.
- Ziegler, J.F. 1999. "The Stopping of energetic light ions in elemental matter". *J. Appl. Phys* **85**: 1249-1272 p. Ve a también [www.srim.org](http://www.srim.org), consultado en junio de 2005.

### Funcionamiento del acelerador de iones *Peletrón*

---

El proceso de implantación de iones se realizó en un acelerador electrostático tándem, *Peletrón* (9SDH-2), del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (IF-UNAM). Los aceleradores electrostáticos tipo tándem funcionan con un proceso de doble aceleración de los iones. El modelo 9SDH-2 tiene dos configuraciones, una estándar y una con un sistema de inyección al tubo acelerador con alta resolución en masa; el acelerador del IF-UNAM tiene la configuración estándar. En la figura 70 se presenta un esquema del acelerador *Peletrón*. A continuación se describen los procesos generales de funcionamiento del acelerador, todos los cuales son controlados y monitoreados electrónicamente a través de una consola de mando.

- **Producción de aniones.** Un haz de **iones negativos** (aniones) se produce en una fuente fuera del tubo donde se produce la aceleración. Para producir el haz de aniones se cuenta con dos fuentes externas, ambas fuentes se encuentran a 30° con respecto al eje del acelerador. La fuente NEC *Alphatross* se utiliza para ionizar gases. El gas se inyecta en un cilindro de cuarzo y es ionizado positivamente (se producen cationes) mediante una fuente de radiofrecuencia; los cationes son extraídos del cilindro y dirigidos hacia una cámara rellena de vapores de rubidio. Al interaccionar con el rubidio, que cede electrones fácilmente, los cationes se convierten en aniones mediante la captura de electrones. Puesto que la fuente en su conjunto se halla a un potencial de  $-50\text{ keV}$ , los aniones se ven empujados hacia la línea del acelerador, donde se encuentra el electroimán inyector que los conduce hacia el acelerador propiamente dicho. La otra fuente, conocida como **SNICS** (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*), funciona a partir de la erosión

iónica de cátodos sólidos por medio de gases de cesio; los iones producidos en la SNICS son negativos desde el inicio. En este caso, el elemento del cual se desean producir iones se encuentra como sólido en un cátodo, formado fundamentalmente de cobre, el cual se bombardea con un haz de iones de cesio. Esto produce una erosión en el cátodo, los átomos expulsados interactúan con los vapores de cesio y mediante la captura electrónica producen un haz de aniones. Al igual que en la fuente Alphasross, estos aniones se encaminan al acelerador mediante el electroimán inyector. Para la implantación de **protones**, la fuente SNICS se utiliza para extraer hidrógeno ionizado ( $H^+$ ) de un cátodo de hidruro de titanio ( $TiH_2$ ); en el caso de **carbono**, la fuente SNICS extrae los iones ( $C^{2+}$ ) de un cátodo de grafito.

- ***Inyección de aniones al tubo del acelerador.*** Los aniones producidos por la fuente son monitoreados e inyectados al tubo acelerador. Para ello, después de las fuentes se cuenta con los siguientes elementos: un electroimán inyector que conduce el haz de aniones hacia el tubo acelerador, un monitor de perfil de haz (BPM, *beam profile monitor*) que permite monitorear la forma y sección del haz, una lente Einzel electrostática para focalizar el haz en las coordenadas  $(x, y)$  sobre el plano perpendicular a su dirección, y una caja de Faraday que permite medir la corriente de iones antes de la inyección hacia el tubo acelerador.
- ***Primera aceleración.*** En el tubo acelerador se encuentran una serie de platos equipotenciales cuyo voltaje positivo es cada vez mayor, la terminal de alto voltaje se encuentra a la mitad del tubo acelerador y es del orden de *mega-electrón-volts* ( $MeV$ ). Los aniones son atraídos y acelerados por la terminal dando una energía inicial que depende de la tensión en la terminal. En el caso del acelerador *Peletrón* del IF-UNAM la diferencia máxima de potencial que se puede obtener en la terminal es de  $3.0 MeV$ . La terminal de alto voltaje se carga mediante una o más cadenas formadas por barras alternadas de metal y de plástico (las barras de metal son conocidas como “*pellets*”, de ahí el nombre en inglés *Pelletron*). Las cadenas transportan la carga de manera más eficiente que las bandas aislantes utilizadas en los aceleradores Van de Graaff por lo que el voltaje en la terminal es más estable. Este voltaje es regulado por medio de puntas de corona. Todo el tanque que encierra

a la terminal de alto voltaje y al tubo acelerador se encuentra presurizado con gas dieléctrico SF<sub>6</sub> para evitar descargas; además, está diseñado de manera que la producción de radiación a su alrededor sea mínima pues cuenta con un blindaje de plomo.

- **Conversión de aniones a cationes.** Los aniones acelerados llegan a la parte media del tubo del acelerador donde se les despoja de sus electrones (proceso de “*stripping*”) convirtiéndolos en **cationes**. El proceso de “*stripping*” se realiza haciendo pasar el haz de aniones a través de una atmósfera de gas o de láminas delgadas de carbón. El gas puede ser nitrógeno cromatográfico no industrial, el cual se hace recircular por medio de una bomba turbomolecular.
- **Segunda aceleración.** Los cationes son ahora repelidos por la terminal de alto voltaje y son acelerados nuevamente. Para la aceleración se utiliza otra serie de platos equipotenciales cuyo voltaje va disminuyendo hasta llegar a cero a la salida del tubo acelerador. Como puede verse, la configuración del acelerador permite utilizar el voltaje de la terminal para producir una doble aceleración.
- **Energía final.** La energía final de los iones está dada en unidades de  $e \cdot V$  (*electrón-volts*), donde  $e$  es la carga del electrón y  $V$  es el voltaje de la terminal. Puesto que en el proceso de “*stripping*” se pueden producir iones positivos con diferentes estados de carga  $m$  (es decir, se pueden perder  $m$  electrones), la energía final de los iones está dada por:

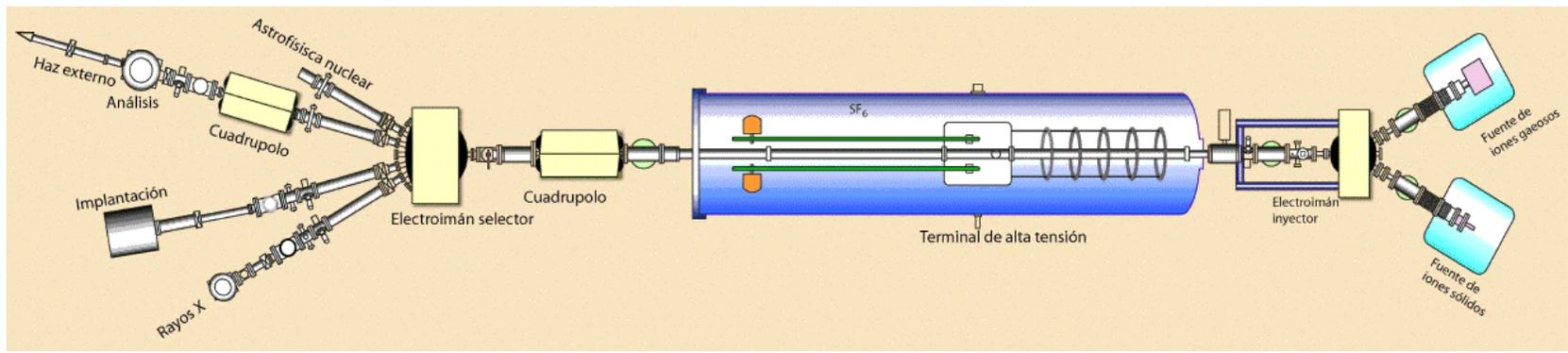
$$E = (m + 1) eV \quad (76)$$

- **Enfoque del haz y selección de los iones útiles.** A la salida del tubo acelerador se encuentra otra caja de Faraday y otro electroimán, éste último enfoca nuevamente el haz para que sea prácticamente horizontal a la salida. Inmediatamente después, un electroimán analizador selecciona los iones positivos por su carga, masa y energía, y los desvía hacia la línea de experimentación deseada. Con este haz se hace un barrido sobre el sustrato hasta cubrir la superficie necesaria con la dosis elegida.
- **Líneas de experimentación.** El laboratorio del IFUNAM cuenta con cuatro líneas diferentes. La línea colocada a +30° con respecto al eje del acelerador se utiliza para realizar análisis mediante rayos X. La línea que está a +15° cuenta con una cámara

de implantación para la modificación de superficies. La línea que se encuentra a  $-15^\circ$  tiene una cámara de análisis al vacío en la que se pueden llevar a cabo diferentes técnicas simultáneamente. Actualmente se desarrolla otra línea a  $-45^\circ$  para realizar investigaciones en astrofísica y separación isotópica.

El tubo acelerador y todo el sistema de transporte de los iones hasta el blanco se encuentran al vacío, a presiones por debajo de  $10^{-3}$  *Pascales*, con la finalidad de que los iones puedan viajar libremente grandes distancias sin chocar con moléculas de gas residual. Para producir el alto vacío se usan bombas turbomoleculares o criogénicas, el vacío inicial se hace con bombas mecánicas.

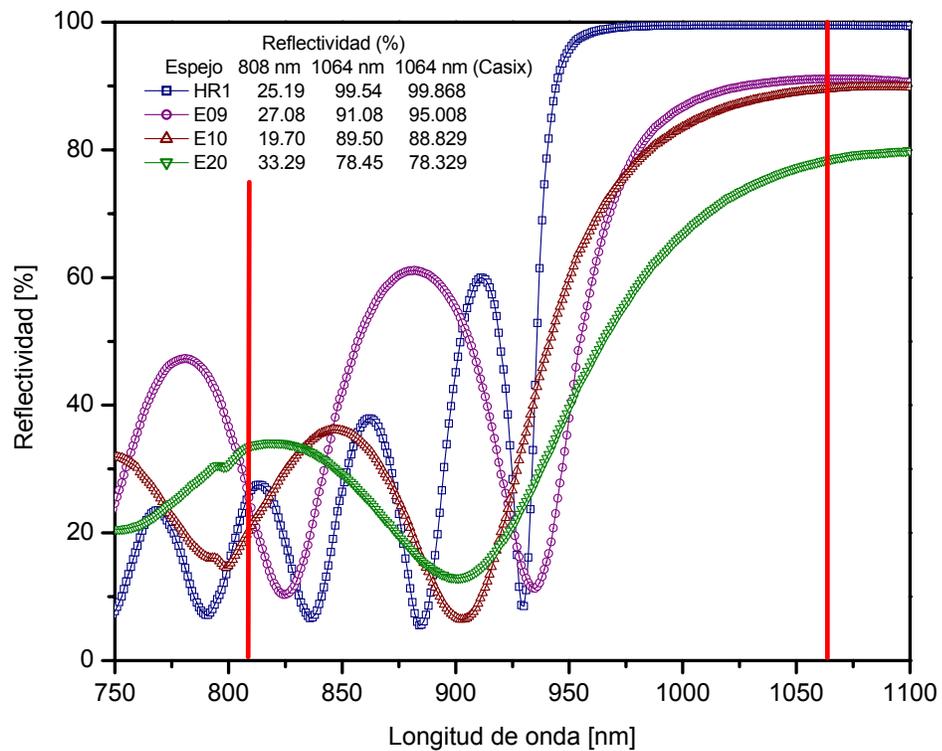
El tiempo que dura la implantación depende de la corriente de iones, la energía, la dosis y el área a implantar. Es claro que entre mayores sean la dosis y el área a implantar mayor será el tiempo que dure la implantación; sin embargo, también puede suceder que la energía deseada para los iones requiera estados ionizados cuya abundancia relativa sea pequeña, como la corriente de iones es proporcional a la abundancia relativa, esto provocará que la corriente de iones sea pequeña y que el tiempo de implantación aumente.



**Figura 70.** Esquema del acelerador de iones *Peletrón*. El flujo del haz de iones va de derecha a izquierda.

**Reflectancia espectral de los espejos usados en las cavidades láser**

La reflectancia espectral de los espejos con los que se formaron las cavidades utilizadas para lograr la emisión láser se muestran en la figura 71. Los espectros fueron obtenidos con un espectrofotómetro (Hach DR/4000) en pasos de 1.0 nm.



**Figura 71.** Reflectancia espectral de los espejos usados para producir emisión láser con tres cavidades formadas por espejos de salida diferentes. HR1, espejo de entrada; E09, E10 y E20 Espejos de salida. Las líneas verticales están localizadas a las longitudes de onda de mayor interés (808 y 1064 nm).

### Publicaciones derivadas de esta tesis

---

#### Artículos en revistas arbitradas

1. 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.  
<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?uri=oe-15-26-17874>
2. 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**(14), 8513-8520 p.  
<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=oe-15-14-8513>

#### Capítulo de libro

1. Vázquez, G.V., H. Márquez, E. Flores-Romero y M.E. Sánchez-Morales. “*Optical waveguides fabricated by ion implantation in laser crystals*”, Capítulo del libro Recent Research in Photonics, Ed. Research Signpost, India. Actualmente en edición.

#### Artículo en extenso

1. Flores-Romero, E., R. Rangel-Rojo, H. Márquez, G.V. Vázquez, J. Rickards y R. Trejo-Luna. 2008. “*Self-pulsing behaviour in a Nd:YAG ion-implanted waveguide laser*”. Laser Physics **18**(5), 637-640 p. Memorias del Sixteenth annual International Laser Physics Workshop (LPHYS'07). León, México. 2007.

## Otros

1. Vázquez, G.V., M.E. Sánchez-Morales, E. Flores-Romero, H. Márquez, J. Rickards, R. Trejo-Luna y P. Moretti. 2006. “*Study of optical waveguides in Nd:YAG and Nd:YVO<sub>4</sub> crystals*”. Proceedings of the International Society for Optical Engineering, Vol. **6046**, 604609 p. Memorias del Simposio de Investigación y Desarrollo Tecnológico, CIO, León, México. 2005.
2. Vázquez, G.V., M.E. Sánchez Morales, E. Flores-Romero, H. Márquez, J. Rickards y R. Trejo Luna. “*Estudio de guías de onda ópticas en cristales activos para el desarrollo de láseres compactos*”. Memorias del II Encuentro “Participación de la Mujer en la Ciencia”. León, México. 2005.
3. Flores-Romero, E., G.V. Vázquez, H. Márquez, R. Rangel-Rojo, J. Rickards y R. Trejo-Luna. 2008. “*Proton implanted Nd:YAG channel waveguide lasers*”. Proceedings of the 21<sup>st</sup> Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro Optics Society (IEEE/LEOS) Vol. **1**, 838-839 p. 9-13 Noviembre, 2008. Newport Beach, Ca.

## Fe de erratas

Hasta ahora se han detectado los errores siguientes en la versión impresa de la tesis. Los mismos han sido corregidos en la versión electrónica.

*i)* Página 71. Figura 32(b). La identificación de los modos en la parte derecha de la figura es incorrecta. El modo identificado como el modo cero debe ser el uno, y viceversa.

*ii)* Página 139. Referencia de Lindhard y Scharff. Las páginas del artículo en la revista deben ser 128-130 p.

*iii)* Página 141. Referencia de Yu y Tang. El año de la publicación deber ser 2003.

9 de diciembre de 2008.