

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS



**Láseres de fibra de doble revestimiento  
dopada con Yb: dispositivos de bombeo y  
emisión a tres niveles**

**TESIS**

QUE COMO REQUISITO PARCIAL PARA OPTAR AL GRADO DE

**DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL**

PRESENTA

**M.C. CARLOS ADRIÁN CALLES ARRIAGA**

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, NUEVO LEÓN

MAYO DE 2009

La Tesis

**Láseres de fibra de doble revestimiento dopada con Yb: dispositivos de bombeo y emisión a tres niveles.**

Elaborada por

**CARLOS ADRIÁN CALLES ARRIAGA**

ha sido aceptada como requisito parcial para optar al grado académico de

**DOCTOR EN INGENIERÍA FÍSICA INDUSTRIAL**

Vo. Bo.

**DIRECTOR DE TESIS**

---

Dr. Romeo de Jesús Selvas Aguilar

Director de tesis

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, NUEVO LEÓN

MAYO DE 2009

**Láseres de fibra de doble revestimiento dopada con Yb: dispositivos de bombeo y emisión a tres niveles.**

por

**CARLOS ADRIÁN CALLES ARRIAGA**

Vo. Bo.

SINODALES

DR. ROMEO DE JESÚS SELVAS AGUILAR \_\_\_\_\_

DR. CARLOS MARTÍNEZ HERNÁNDEZ \_\_\_\_\_

DR. GUSTAVO RODRÍGUEZ MORALES \_\_\_\_\_

DR. JULIÁN MOISÉS ESTUDILLO AYALA \_\_\_\_\_

DR. ISMAEL TORRES GÓMEZ \_\_\_\_\_

SAN NICOLÁS DE LOS GARZA, NUEVO LEÓN

MAYO DE 2009

## RESUMEN

En esta tesis se reportan los avances en dispositivos para láseres de fibra dopada con tierras raras, especialmente para dopantes de  $\text{Yb}^{3+}$  en esquema de tres niveles. Entre los dispositivos investigados se encuentran: dispositivos de bombeo óptico, filtros basados en el efecto de interferencia multimodo y rejillas de Bragg aperiódicas con alta reflectividad alrededor de 980 nm.

Uno de los factores más importantes que repercuten en la eficiencia de los láseres de fibra son los dispositivos de bombeo óptico. En la actualidad, dado el interés en el área de telecomunicaciones, se han desarrollado dispositivos para láseres y amplificadores totalmente de fibra, los cuales presentan altas eficiencias de acoplamiento. Sin embargo, estos dispositivos no son útiles para su aplicación en altas potencias. En esta área predominan los dispositivos de espacio libre. En este trabajo se propone y estudia un nuevo dispositivo de bombeo óptico de espacio libre diseñado para escalamiento de potencia en láseres de fibra óptica. Este dispositivo está basado en un espejo paraboloidal mediante el cual es posible acoplar señales de varios diodos láser simultáneamente. Este sistema de bombeo novedoso no presenta aberraciones esféricas, además de estar libre de coma y astigmatismo. Los resultados experimentales muestran eficiencias de acoplamiento mayores a 70 % para tres diodos de bombeo operando simultáneamente. Este esquema resulta útil para escalamiento de potencias en láseres de fibra, especialmente para fibras dopadas con Yb las cuales pueden emitir mayores potencias.

El láser de fibra dopada con ión Iterbio (Yb) ha sido ampliamente estudiado y generado gran interés por sus características de alta eficiencia, su capacidad para trabajar a altas potencias y su amplio rango de sintonización. El láser de Yb emite principalmente en un esquema de cuatro niveles alrededor de 1030 nm donde su aplicación principal es en el procesamiento de materiales. Este láser también puede funcionar en esquema de tres niveles con emisión alrededor de 980 nm, con lo cual se

abre una nueva ventana de aplicaciones por ejemplo, en telecomunicaciones como dispositivo de bombeo para amplificadores de fibra dopada con Er, sin embargo, por las dificultades que se presentan debido a la competencia entre señales esta emisión ha sido menos estudiada. En este trabajo se propone un nuevo esquema para láser de fibra dopada con ión Yb a tres niveles. En este esquema se utiliza el efecto de interferencia multi-modo para filtrar la señal de cuatro niveles y con esto ayudar a la amplificación de la señal deseada.

Otra manera de propiciar la generación del láser de fibra de Yb a 980 nm es mediante rejillas de Bragg. Las rejillas funcionan como resonadores ópticos para longitudes de onda específicas. En este trabajo se realiza el diseño de rejillas aperiódicas especiales para láseres de fibra dopada con Yb<sup>3+</sup> a 3 niveles. Los resultados muestran alta reflectividad (mayor a 95%) para un rango de 10 nm a la longitud de onda deseada (de 975 a 985 nm), mientras que la transmisión es alta para las demás longitudes de onda. Además se propone un esquema para la aplicación de estas rejillas en un láser de fibra.

## **CONTENIDO**

<b>Lista de figuras</b> .....	X
<b>Lista de tablas</b> .....	xiv
<b>Abreviaturas</b> .....	xv
<b>Agradecimientos</b> .....	xvi
<b>Dedicatoria</b> .....	xvii

### **Capítulo 1 Introducción**

1.1 Motivación.....	18
1.2 Contenido.....	19
Referencias de capítulo 1.....	21

### **Capítulo 2 El láser de fibra óptica de doble revestimiento**

2.1 Antecedentes históricos .....	22
2.2 Estructura de la fibra óptica convencional .....	23
2.3 Estructura de la fibra de doble revestimiento .....	24
2.3.1 Fibras de doble revestimiento especiales .....	25
2.3.2 Fibras de modo de área grande.....	27
2.4 Fabricación de fibra óptica dopada .....	28
2.5 Materiales para fibras dopadas con tierra rara.....	30
2.6 Consideraciones de la fibra de doble revestimiento .....	32
2.6.1 Foto-oscurcimiento.....	34
2.7 Calidad del haz.....	36
2.8 Esquema del láser de fibra de doble revestimiento.....	38
2.9 Medio activo.....	39

2.10 Absorción en fibra óptica.....	40
2.11 Inversión de población .....	42
2.12 Niveles de energía.....	44
2.13 Dopantes de la fibra.....	45
2.14 Amplificadores ópticos.....	46
2.15 Resonador óptico.....	47
2.15.1 Ciclo de ganancia.....	48
2.15.2 Resonadores para fibra óptica.....	48
2.15.3 Modos longitudinales y transversales.....	52
2.16 Propagación de rayos en fibra de índice escalonado.....	53
2.17 Modos en fibra óptica.....	55
2.17.1 Modos LP .....	57
Resumen .....	59
Referencias de capítulo 2.....	60

### **Capítulo 3 Dispositivos de bombeo óptico en láseres de fibra**

3.1 Introducción.....	62
3.2 Diodo láser.....	64
3.2.1 Patrón de radiación de campo lejano.....	65
3.2.2 Eficiencia del diodo láser .....	66
3.3 Modelado de acoplamiento .....	67
3.4 Técnicas de bombeo .....	69
3.5 Combinador de haces de bombeo.....	75
3.5.1 Arreglo experimental .....	77
3.5.2 Resultados .....	79
3.5.3 Discusión .....	80

Conclusiones .....	82
Referencias de capítulo 3.....	83

## **Capítulo 4 Láseres de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$**

4.1 Introducción.....	85
4.2 Características del ión $\text{Yb}^{3+}$ .....	85
4.3 Sistemas de 3 niveles .....	89
4.4 Sistemas de 4 niveles.....	94
4.5 Dinámica de transición.....	97
4.6 Análisis numérico del sistema láser.....	100
4.6.1 Modelado de la cavidad óptica.....	101
4.7 Competencia entre señales de tres y cuatro niveles en láser de $\text{Yb}^{3+}$ .....	102
4.8 Resultados de simulaciones de láser de $\text{Yb}^{3+}$ .....	104
4.9 Efecto de Interferencia Multi-modo en fibra óptica .....	107
4.10 Sintonización novedosa de láser de fibra de $\text{Yb}^{3+}$ de tres niveles.....	108
4.10.1 Esquema .....	108
4.10.2 Modelado .....	110
4.10.3 Análisis y discusión.....	115
Conclusiones .....	117
Referencias de capítulo 4.....	118

## **Capítulo 5 Modelado de rejillas aperiódicas para láseres de fibra óptica**

5.1 Introducción.....	120
5.2 Modelado de rejillas .....	121





5.3 Esquema para emisión a 980 nm .....127

Conclusiones .....129

Referencias de capítulo 5.....130

**Capítulo 6 Conclusiones y trabajo futuro**

6.1 Conclusiones finales.....132

6.2 Trabajo a futuro.....135

**Apéndice A** .....136

**Lista de publicaciones** .....142

## Lista de figuras

2.1 – Guiado de luz en distintos tipos de fibras.....	24
2.2 - Estructura de la fibra de doble revestimiento.....	25
2.3 – Vistas transversales de fibras de doble revestimiento diseñadas para facilitar la absorción en el núcleo.....	26
2.4 – Ejemplos de fibras de cristal fotónico .....	27
2.5 – Esquema del método de fabricación de fibra MCVD.....	29
2.6 - Modelo para el mecanismo de foto-oscurcimiento.....	36
2.7 - Estructura básica del láser de fibra de doble revestimiento.....	39
2.8 – Proceso de emisión de fotones.....	39
2.9 - Rayos reflejados en el revestimiento interno sin ser absorbidos por el núcleo .....	41
2.10 – Representación esquemática de separación de la configuración 4FN .....	45
2.11 – Emisiones de tierras raras comúnmente utilizadas en láseres de fibra óptica .....	46
2.12 – Ciclo de ganancia de un resonador láser .....	48
2.13 - Láser de fibra con rejillas.....	50
2.14 – Resonador Fabry-Perot en láser de fibra óptica.....	51
2.15 - Resonador de fibra en configuración de anillo.....	51
2.16 – Resonador láser mostrando dos modos longitudinales viajando en la misma dirección pero con diferentes frecuencia.....	52
2.17 – Resonador láser mostrando dos diferentes modos transversales	

viajando en diferentes direcciones con diferentes frecuencias.....	53
2.18 – Esquema de propagación de rayos en el núcleo de una fibra óptica.....	54
2.19 - Modo LP <sub>01</sub> , (a) vista en tres dimensiones; (b) vista transversal.....	58
3.1 - Cono de aceptación de una fibra.....	63
3.2 - Patrón de emisión de un diodo láser.....	64
3.3 - Estructura del diodo láser.....	65
3.4 - Distribución angular del haz emitido del diodo láser.....	66
3.5 - Curvas potencia vs corriente (teórica y experimental) 915 y 980 nm.....	67
3.6 - Esquema óptico de sistema de acoplamiento.....	68
3.7 – Esquema de bombeo en un extremo.....	70
3.8 - Bombeo lateral por medio de V-grooves.....	71
3.9 - Bombeo óptico por medio de fusión de fibras.....	71
3.10 - Esquema de láser con bombeo por fusión de fibras.....	72
3.11 – Esquema de láser con bombeo longitudinal.....	73
3.12 - Combinación coherente de haces.....	74
3.13 - Combinación de haces incoherentes.....	74
3.14 – Esquema de combinador de haces polarizados.....	75
3.15 – Esquema de combinador de haces de bombeo.....	76
3.16 – Simulación del tamaño de la mancha del haz.....	77
3.17 – Fuentes de bombeo para combinador de haces .....	77
3.18 – Sistema de alineamiento del combinador .....	78

3.19 – Combinación de haces mediante un espejo .....	79
3.20 – Configuración de ocho diodos láser para escalamiento de potencias en combinador de haces .....	80
4.1 - Diagrama de niveles de energía del $\text{Yb}^{3+}$ en sílice.....	86
4.2 - Sección transversal de emisión de Yb.....	86
4.3 - Curvas de absorción y emisión de Yb con sílice como material huésped.....	87
4.4 - Relación entre las dimensiones de la fibra y la potencia de transparencia.....	89
4.5 - Esquema de láser de tres niveles.....	90
4.6 - Esquema de láser de cuatro niveles.....	94
4.7 – Esquema para modelado de láser.....	100
4.8 – Respuesta de la señal de cuatro niveles a 1030 nm para 13 dB de señal a 975 nm .....	103
4.9 – Comportamiento de señales para fibra dopada de longitud de 69 cm.....	104
4.10 - Comportamiento de señales para fibra dopada de longitud de 49 cm.....	105
4.11 - Comportamiento de señales para fibra dopada de longitud de 39 cm .....	106
4.12 – Eficiencia de fibra dopada con $\text{Yb}^{3+}$ HD-709.....	106
4.13 - Empalme de fibras monomodo-multimodo para generar el efecto MMI .....	107
4.14 – Arreglo experimental de un láser sintonizable de fibra de doble revestimiento dopada con Yb basado en el efecto de	

interferencia multimodo.....	109
4.15- Vista transversal de la fibra dopada de $\text{Yb}^{3+}$ con revestimiento de aire (HD709-JAC).....	109
4.16 - Espectro de absorción del $\text{Sm}^{3+}$ .....	111
4.17 – Ganancia indeseada a 1030 nm.....	113
4.18 – Efecto de re-imagen en un segmento de fibra de 105 $\mu\text{m}$ de diámetro.....	115
4.19 – Perfil de intensidades para 980 y 1030 nm.....	115
5.1 – Reflexión de señal en rejillas de Bragg periódicas de fibra.....	121
5.2 - Espectro de reflexión de potencia para una rejilla periódica de 1 mm de longitud.....	122
5.3 - Respuesta espectral de una rejilla aperiódica con $\alpha = 0.0035$ y $L = 1$ cm.....	123
5.4 - Perfiles de apodización para la función coseno.....	124
5.5 - Respuesta espectral de una rejilla aperiódica con $\alpha = 0.0035$ y $L = 1$ cm con funciones de apodización coseno: a) $\eta=0.2$ ; b) $\eta=0.4$ ; c) $\eta=0.6$ ; d) $\eta=0.8$ .....	125
5.6 - Características de una rejilla aperiódica con $\alpha = 0.0035$ y $L = 10$ cm , a) Respuesta espectral, b) Perfil de la rejilla con apodización constante.....	126
5.7 - Características de una rejilla aperiódica con $\alpha = 0.0035$ y $L = 10$ cm , a) Respuesta espectral, b) Perfil de la rejilla con apodización coseno para $\eta=0.8$ .....	126
5.8 - Diagrama esquemático de láser de fibra con emisión a 980 nm.....	127

## Lista de Tablas

3.1	Características de lentes del sistema.....	69
3.2	Características de diodos láser utilizados.....	78
4.1	Características de la fibra dopada con $\text{Yb}^{3+}$ de doble revestimiento.....	110

## Lista de Abreviaturas

MMI	Interferencia Multi-Modo
NA	Abertura Numérica
ZBLAN	Circonio Bario Aluminio y Fluoridos de Sodio
LMA	Modo de Área Grande
UV	Ultravioleta
IR	Infrarrojo
EDFA	Amplificadores de Fibra Dopada con Er
TE	Transversal Eléctrico
TM	Transversal Magnético
LP	Linealmente Polarizado
WDW	Multiplexor por División de Longitud de Onda
JAC	Revestimiento Rodeado por Aire
ASE	Emisión Espontánea Amplificada
YDF	Fibra Dopada con Iterbio
FDBPM	Método de Propagación de Haces por Diferencia Finita

## Agradecimientos

Durante el trabajo de investigación realizado en los últimos años, tuve la oportunidad de interactuar con personas que de alguna u otra manera colaboraron para el cumplimiento de las metas del proyecto de doctorado.

Primeramente, quiero agradecer a mi asesor, el Dr. Romeo Selvas por su invaluable apoyo y por sus enseñanzas en el área de láseres de fibra óptica tanto en el salón de clases como en el laboratorio. Además, agradezco su apoyo para el desarrollo de actividades extracurriculares que fortalecieron mi formación por ejemplo la formación del capítulo de estudiantes del SPIE en la UANL.

Asimismo, estoy agradecido con el Dr. Julián Estudillo y el Dr. Roberto Rojas por haberme permitido trabajar en el laboratorio de óptica de la Universidad de Guanajuato y por su apoyo durante mi estancia en esa institución. De igual manera, agradezco al Dr. Ismael Torres y al Dr. Alejandro Martínez por su apoyo en los experimentos realizados en el Centro de Investigaciones en Óptica y por todas las facilidades otorgadas en esa etapa. También agradezco al Dr. Víctor Durán por su importante participación en las simulaciones.

También agradezco a mis compañeros del doctorado, Arturo, Paulina, Diana, Valentín Guzmán, Valentín Domínguez y Luis por todos los momentos compartidos en la oficina, en comidas, en congresos, en reuniones, etc.

Agradezco al CONACYT por el apoyo económico brindado de beca de manutención durante los tres años del programa del Doctorado en Ingeniería Física Industrial.

Finalmente, pero quizá lo más importante, agradezco a mis padres por ser verdaderos ejemplos a seguir, por creer en mí y por representar para mí una fuente inagotable de motivación.





UANL

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE NUEVO LEÓN



FCFM

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

## Dedicatoria

A mis padres, David y Rosy  
y a mis hermanos, Omar y Amílcar

# Capítulo 1

## *INTRODUCCIÓN*

---

En la primera parte de este capítulo se plantea un panorama general de los láseres de fibra óptica y sus múltiples aplicaciones. Además, se describe la motivación de la presente investigación. En la segunda parte, se detalla la secuencia de la tesis en general y se da una breve descripción de cada sección.

### **1.1 Motivación**

En años recientes, los láseres de fibra óptica dopadas con tierras raras han tomado un papel muy importante en industrias tan diversas como en comunicaciones, primordialmente con el desarrollo del láser de  $\text{Er}^{3+}$  cuya emisión coincide con la tercera ventana de comunicaciones en donde se presentan las menores pérdidas en la fibra [1]; la industria del procesamiento de materiales también se ha visto beneficiada, fundamentalmente con el incremento de potencias por parte del láser de  $\text{Yb}^{3+}$ , perfilándose éste como un firme candidato a reemplazar el tradicional Nd:YAG particularmente en el grabado y corte de metales [2-3]; en medicina, cada vez es más común encontrar el láser de fibra para procedimientos tales como cirugías, en donde por las características de calidad del haz, se puede lograr una mayor precisión, además la cirugía láser permite que los pacientes se recuperen más rápidamente ya que al momento del corte se cauteriza el tejido [4].

Además, el láser de fibra presenta ventajas importantes tales como: alta eficiencia. En la actualidad se han demostrado eficiencias de conversión eléctrico-óptica mayores al 40 %, lo cual, comparado con otras tecnologías resulta en varios órdenes de magnitud mayor; alto potencial para sintonización. Comparado con el cristal como medio activo, la sección transversal de emisión de la fibra dopada es más amplia, lo anterior también ofrece una ventaja para su utilización en modo pulsado; escalabilidad a altas potencias. En la actualidad se tienen láseres de fibra

## Capítulo 1: Introducción

con potencias del orden de kilowatts; conversión no-lineal eficiente [5] (aproximadamente 4%). Es posible generar de manera eficaz el segundo y tercer armónico permitiendo pasar del cercano infrarrojo a la región visible o ultravioleta, abriendo con esto una nueva gama de aplicaciones.

El presente trabajo se centra en el diseño de láseres de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ . Por una parte se propone un nuevo sistema de bombeo óptico basado en un combinador de haces. Este sistema está enfocado hacia el escalamiento de potencias con una buena calidad del haz y con una eficiencia aceptable. La principal motivación de este estudio es su utilización en sistemas industriales para procesamiento de materiales.

Por otra parte, se estudia un nuevo esquema para un láser de  $\text{Yb}^{3+}$  de tres niveles con emisión a 980 nm. El principal problema que se presenta para la emisión a esta longitud de onda es que normalmente compite con la emisión a cuatro niveles de 1030 nm, siendo esta última la predominante. El esquema para la emisión a 980 nm consiste básicamente en un elemento atenuador y un sistema de sintonización basado en el efecto de interferencia multimodo (MMI). Una de las aplicaciones más importantes de este sistema es como fuente de bombeo para láseres de fibra dopada con  $\text{Er}^{3+}$ . Además, si se dobla la frecuencia a 490 nm, el láser de fibra de  $\text{Yb}^{3+}$  puede ser firme candidato a reemplazar al láser de ión argón. Además, se realiza un diseño de rejillas de Bragg aperiódicas y se propone un esquema para su aplicación a láseres de fibra dopada con Yb de tres niveles.

### **1.2 Contenido**

En el capítulo 2 se da un breve repaso del láser de fibra de doble revestimiento. En primer lugar se mencionan algunos antecedentes históricos del surgimiento de este dispositivo. En segundo lugar se trata de manera general el esquema del láser de fibra, la estructura de la fibra de doble revestimiento y las consideraciones que se deben tomar en cuenta en el diseño del láser.

Uno de los sub-sistemas más importantes en el láser de fibra es el dispositivo de bombeo óptico. En el capítulo 3 se dan a conocer algunas de

## Capítulo 1: Introducción

las técnicas de bombeo más comunes y se discuten sus ventajas y desventajas. En base a lo anterior, se propone un nuevo esquema de bombeo que permite la combinación de haces y su aplicación en sistemas de alta potencia.

El capítulo 4 trata del láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ . En la primera parte se estudian las características espectrales y energéticas del ión  $\text{Yb}^{3+}$ . En la segunda parte se describe a detalle un nuevo esquema para un láser de fibra de doble revestimiento con emisión a 980 nm utilizando el efecto de Imagen Multi-Modo (MMI).

En el capítulo 5 se realiza un diseño de rejillas aperiódicas con alta reflectividad alrededor de 980 nm, cuyo objetivo es su utilización como resonador en láseres de fibra.

Por último, en el capítulo 6 se dan a conocer las conclusiones finales de la presente investigación y las propuestas para trabajos futuros.

## REFERENCIAS

- [1] M.J.F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, 2<sup>nd</sup> ed., CRC Press, Boca Raton, FL (2001).
- [2] K.F. Kleine and K.G. Watkins, "Fiber laser for micro cutting of metals", Photonic West, San Jose Convention Center, CA, USA, January 2003.
- [3] B.C. Gahan and Bill Shiner, "New high-power laser enables cutting-edge research", *Laser technology*, Winter 2004, pp. 29-31, 2004.
- [4] M. Gulsoy, T. Celikel, O. Kurtkaya, A. Sav, A. Kurt, R. Canbeyli, and I. Cilesiz, "Application of the 980-nm diode laser in stereotaxic surgery", *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, Vol. **5**, No. 4, 1999.
- [5] K. Chang-Seok and J.U. Kang, "Second harmonic generation of polarization maintaining Yb-doped fiber laser using periodically-poled lithium niobate", *The 14th Annual Meeting of the IEEE* Volume 1, Issue , 2001 Page(s):58 - 59 vol.**1**, 2001.

## Capítulo 2

### *EL LÁSER DE FIBRA ÓPTICA DE DOBLE REVESTIMIENTO*

---

En este capítulo se presenta un breve repaso del láser de fibra óptica de doble revestimiento. Este tipo de fibras, están diseñadas especialmente para su utilización en altas potencias. Dado que el trabajo de la presente tesis esta basado en el escalamiento de potencias y su utilización en fibras de doble revestimiento dopadas con  $\text{Yb}^{3+}$ , todo el análisis numérico y el trabajo experimental están basados en la tecnología de este tipo de fibra.

#### **2.1 Antecedentes históricos**

En los últimos años se ha experimentado un enorme progreso en el desarrollo de láseres de fibra óptica dopada con tierras raras. Desde su invención [1] el láser de fibra mostró características importantes tales como: excelente calidad del haz como resultado del confinamiento de la luz dentro de la fibra; tamaño compacto, dado que el medio activo es la propia fibra y las fuentes de bombeo son normalmente pequeños diodos láser; y una excelente distribución térmica, debido a que el calor se disipa a lo largo de la fibra. Sin embargo, existe una desventaja que históricamente ha impedido que el láser de fibra óptica pueda competir a nivel industrial y comercial con el láser de bulto: la potencia óptica de salida. Hasta hace algunos años, las potencias de salida típicas en este tipo de láser se encontraban en el orden de unos cuantos miliwatts. Por otro lado, algunos láseres de bulto, e.g. de  $\text{CO}_2$  ya alcanzaban potencias de cientos o inclusive de miles de watts. Existen dos factores principales que han contribuido al desarrollo del láser de fibra: en primer lugar, se tiene el mejoramiento de los diodos láser que actúan como fuentes de bombeo. En sus orígenes, estos elementos contaban con eficiencias de operación muy bajas y estaban limitados a pequeñas potencias. Las nuevas tecnologías aplicadas al desarrollo de los diodos han permitido alcanzar eficiencias de conversión eléctrico-óptica superiores al 60%. Esto, aunado con arreglos tales como las barras de diodos, han hecho de estos una fuente de bombeo altamente

confiable; el segundo factor que ha jugado un papel esencial en el avance de este láser es el desarrollo de fibras ópticas especiales, e.g. la fibra de doble revestimiento. El incremento de las potencias de los diodos láser, trajo como consecuencia un deterioro en la calidad del haz. Además los tamaños de haz también se incrementaron. Las fibras multimodal, permiten acoplar fácilmente el bombeo de los diodos láser, dado que el diámetro de su núcleo puede ser de 80  $\mu\text{m}$  o inclusive mayor. No obstante, para muchas aplicaciones industriales se requiere un haz de salida en el modo fundamental. Normalmente, para emisiones en forma mono-modo, se requieren fibras con un núcleo de diámetro de alrededor de 10  $\mu\text{m}$ , lo que dificulta el acoplamiento de la potencia de bombeo.

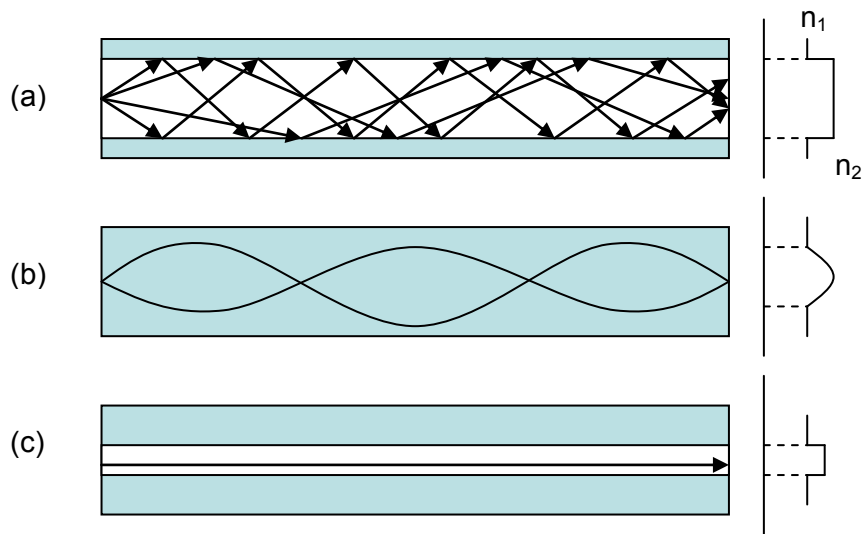
Con el propósito de incrementar la eficiencia de acoplamiento, en 1988 Snitzer y su grupo de trabajo, propusieron un nuevo tipo de fibra, i.e. la fibra de doble revestimiento [2]. Esto, aunado con las demostraciones experimentales de Gapontsev [3-4], del láser de fibra óptica de doble revestimiento dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  y progresos realizados en la materia por grupos del el Instituto de Radio Ingeniería y Electrónica de la Universidad de Moscú, representó el comienzo del escalamiento de potencias en los láseres de fibra óptica.

### **2.2 Estructura de la fibra óptica convencional**

Cuando un haz de luz con un ángulo de incidencia cercano a la normal de la frontera entre ambos materiales pasa del medio  $n_1$  al medio  $n_2$  se desviará con cierto ángulo. A medida que este ángulo va disminuyendo, la desviación del rayo se va incrementando hasta el punto en que el rayo viaja en la dirección de la interface entre ambos materiales. A este ángulo de incidencia se le conoce como el ángulo crítico. Para cualquier ángulo de incidencia mayor al ángulo crítico, el haz incidente es reflejado. A esto se le conoce como reflexión total interna. La fibra óptica utiliza el principio de reflexión total interna para guiar la luz a través de esta.

Existen dos tipos principales de fibra: monomodo y multi-modo. Esto esta determinado por las dimensiones del núcleo. Además, existen fibras con

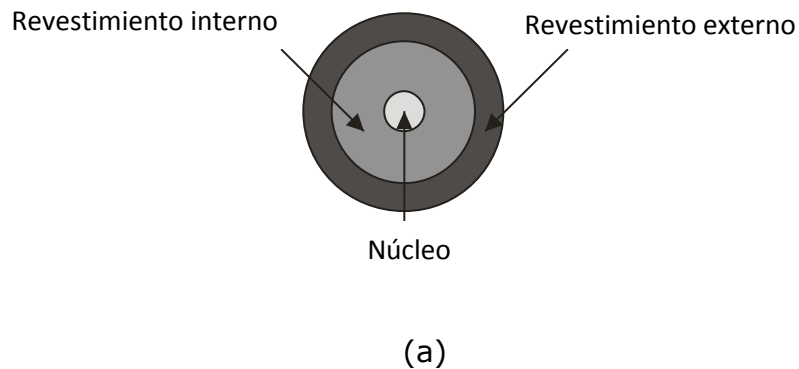
índice escalonado e índice graduado. En la figura 2.1 se muestran estas clasificaciones típicas:



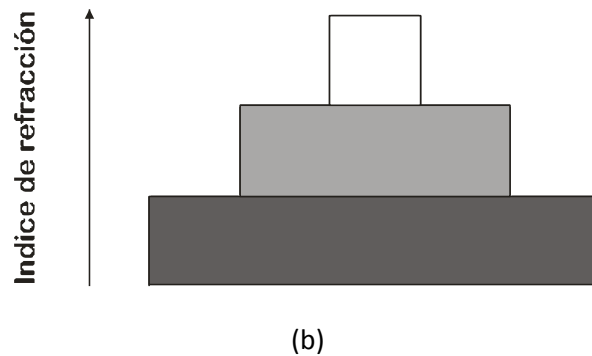
**Figura 2.1 – Guiado de luz en distintos tipos de fibras, (a) Multimodo, (b) De índice gradual, (c) Monomodo.**

### 2.3 Estructura de la fibra de doble revestimiento

Este tipo de fibra, cuenta con un núcleo dopado con una tierra rara rodeado por un revestimiento interno de un índice de refracción menor, que a su vez está rodeado por un revestimiento externo con un índice de refracción aún menor, tal como se muestra en la figura 2.2.







**Figura 2.2 - Estructura de la fibra de doble revestimiento. (a) Vista transversal. (b) Perfil del índice de refracción.**

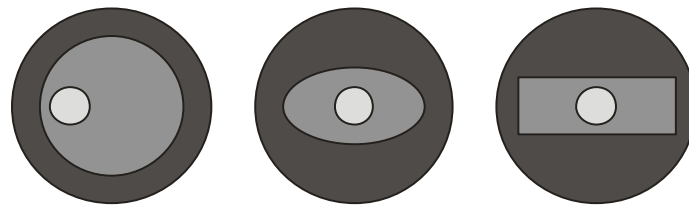
Con este tipo de fibra, la radiación proveniente de la fuente de bombeo, es acoplada en el revestimiento interno. El revestimiento externo, permite que la luz permanezca confinada dentro del revestimiento interno. A medida que la luz se propaga a lo largo de la fibra, es absorbida gradualmente por el núcleo dopado con una tierra rara, en donde se produce la amplificación de la luz estimulada. De esta manera, se facilita el acoplamiento de la luz, obteniendo a la salida de la fibra el modo fundamental. Esto se debe a que el núcleo está diseñado con dimensiones típicas de unos cuantos micrómetros, lo que permite que el haz viaje confinado en un solo modo.

La eficiencia de acoplamiento en fibra óptica es directamente proporcional a sus dimensiones transversales. Tamaños de revestimientos tan grandes como  $100 \times 300 \mu\text{m}$  han sido probados exitosamente. Para operaciones en altas potencias, la abertura numérica (NA) deberá ser tan alta como sea posible con el propósito de capturar la mayor cantidad de luz proveniente del diodo láser. Los polímeros de bajo índice de refracción utilizados en el revestimiento externo, permiten NA's de 0.45 a 0.6.

### **2.3.1 Fibras de doble revestimiento especiales**

Dadas sus características, las fibras de doble revestimiento han sido ampliamente utilizadas, especialmente para aplicaciones en sistemas de alta potencia. Sin embargo, la simetría mostrada en la figura 2.2 presenta un problema: algunos rayos que viajan a lo largo del revestimiento interno no alcanzan a pasar por el núcleo (rayos helicoidales). Lo anterior disminuye considerablemente la eficiencia del sistema. Para contrarrestar este

problema, se han diseñado fibras de doble revestimiento especiales. En una de estas, el núcleo puede estar ubicado en un lugar diferente del centro de la fibra, con lo cual, al romper la simetría se facilita la absorción de los rayos provenientes del revestimiento interno. En otras fibras especiales, se puede modificar la forma del revestimiento interno con formas diferentes a la circular, por ejemplo, puede ser elíptica o rectangular. Estos ejemplos se muestran en la figura 2.3.

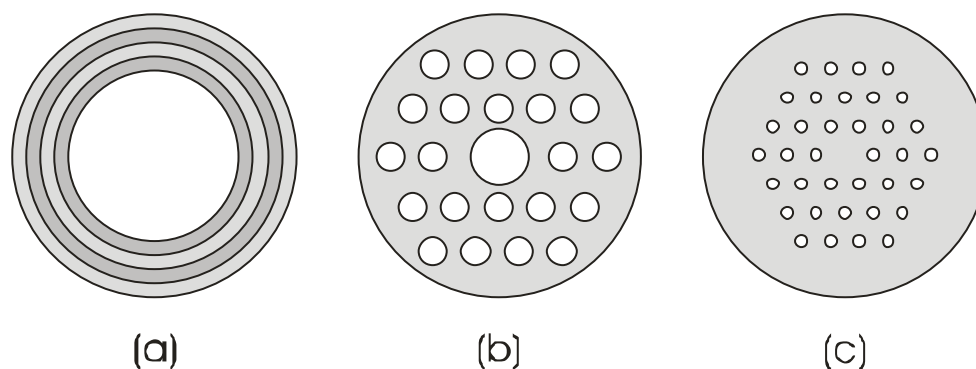


**Figura 2.3 – Vistas transversales de fibras de doble revestimiento diseñadas para facilitar la absorción en el núcleo.**

El coeficiente de absorción efectivo inicial es  $\alpha_{\text{núcleo}} = A_{\text{núcleo}}/A_{\text{revestimiento}}$  el cual es el mismo para cualquier geometría. La diferencia de absorción radica en que durante la propagación a lo largo de la fibra con simetría del revestimiento interno diferente a la circular, disminuyen los rayos meridionales y por lo tanto aumenta la absorción total en el núcleo.

Cuando la potencia de bombeo es reflejada en todas direcciones y llena de manera uniforme la sección transversal del revestimiento interno, todos los rayos experimentan la misma absorción y por lo tanto, el coeficiente de absorción total no decae a lo largo de la fibra. Por otra parte, cuando la potencia de bombeo no es uniforme en el área de la fibra, la absorción total disminuirá.

Otro tipo de fibras especiales son las fibras de cristal fotónico también conocidas como fibras microestructuradas. En términos generales, estas fibras se pueden dividir en varias categorías dependiendo si utilizan para el confinamiento óptico bandas prohibidas o reflexión total interna modificada y también si la periodicidad de su estructura es en una o en dos dimensiones [5-6]. En la figura 2.4 se muestran tres ejemplos de fibras de cristal fotónico.



**Figura 2.4 – Ejemplos de fibras de cristal fotónico. (a) Fibra de Bragg. (b) Estructura periódica bidimensional con confinamiento de luz en el núcleo hueco por bandas prohibidas. (c) Fibra con huecos que confina la luz en el núcleo sólido.**

En el caso del confinamiento por bandas prohibidas, la luz se puede guiar por un núcleo hueco. Esto permite tener fibras con pérdidas muy bajas y reducir las no-linealidades indeseadas. Por otra parte, existen fibras con un arreglo periódico de huecos en las cuales la estructura es empleada para crear un índice de refracción promedio menor que el del núcleo y con esto permiten el confinamiento de la luz por reflexión total interna. De esta manera, se pueden lograr mayores contrastes entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento y como consecuencia es posible obtener un mayor confinamiento óptico. Esto resulta útil como un medio para incrementar efectos no-lineales por ejemplo el efecto Kerr. Entre las posibles aplicaciones de guiado por índice se encuentran la propagación de solitones o la generación de un amplio rango de frecuencias a partir de una sola frecuencia de entrada (generación supercontinua).

### **2.3.2 Fibras de modo de área grande (LMA)**

Las fibras de LMA tienen dos características principales: por una parte, poseen dimensiones relativamente grandes, lo cual permite su utilización en láseres de fibra de alta potencia. Además, con el objeto de confinar el campo óptico transversal en forma monomodal, cuentan con un contraste muy pequeño en sus índices de refracción efectivos [7-9].

Las ventajas de las fibras de área grande dopadas de tierras raras se pueden entender mediante los mecanismos de potencia de salida para un láser típico. Uno de tales mecanismos es la amplificación de emisión espontánea, que al amplificar radiaciones no deseadas, extrae energía de la fibra de manera incoherente. Las fibras de modo de área grande tienen núcleos con aperturas numéricas pequeñas, típicamente menores que las fibras monomodales utilizadas para telecomunicaciones. Esta reducción en la apertura numérica del núcleo, reduce la cantidad de fluorescencia capturada y por lo tanto, también reduce la amplificación de esa fluorescencia. Un segundo mecanismo es el esparcimiento de Brillouin. El tamaño del núcleo de las fibras de área de modo grande eleva el umbral del esparcimiento de Brillouin y por lo tanto permite un mejor manejo de potencia en modo continuo de láseres de fibra.

### **2.4 Fabricación de fibra óptica dopada**

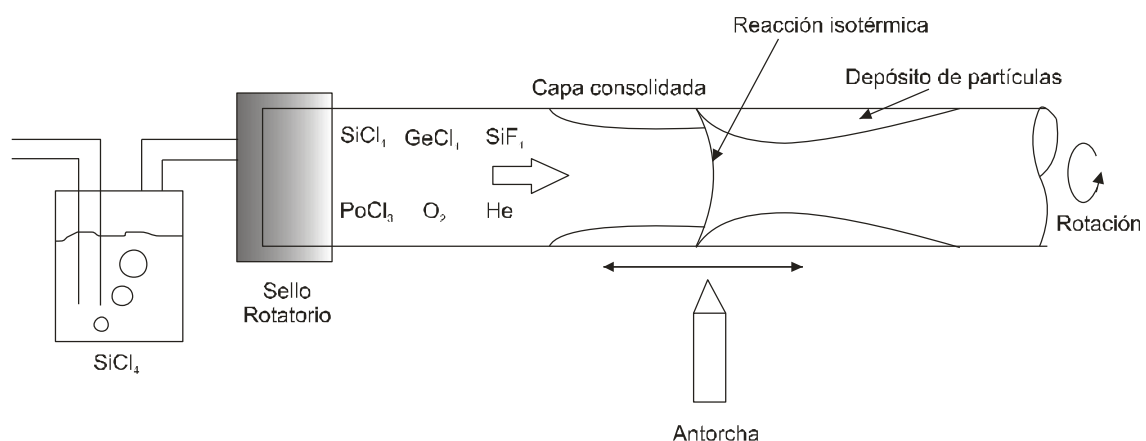
El proceso de fabricación de fibra requiere de una alta precisión en cuanto a dimensiones. Además se requiere de un control muy estricto en los índices de refracción. En términos generales, la fibra se fabrica a partir de una preforma. Esto es un tubo de sílice ( $\text{SiO}_2$ ) de unos cuantos centímetros de radio y es lo que forma el revestimiento. Este tubo es dopado, mediante técnicas de depósito con vapor, con ciertas impurezas en donde se formará el núcleo. Después, la preforma es calentada hasta cierto punto donde puede ser estirada. El estiramiento de la fibra continúa hasta que se obtienen las dimensiones deseadas. En el caso de fibras de cristal fotónico, se insertan pequeños tubos en la preforma del revestimiento interno y éstos a su vez formarán los huecos característicos de estas fibras especiales.

En la actualidad existen varios métodos de fabricación de fibras ópticas [10]. Algunas de estas son la deposición por vapor químico modificado (MCVD), deposición de vapor químico activado por plasma (PCVD), deposición de vapor externo y la deposición axial de vapor (VAD). En el caso particular de la técnica de MCVD, el tubo de sílice se coloca en un soporte rotatorio (figura 2.5). En este tubo, se entrega vapor de tetracloruro de silicio y reacciona con oxígeno a aproximadamente  $1300^\circ\text{C}$

## Capítulo 2: El láser de fibra óptica de doble revestimiento

para crear partículas de sílice del orden de submicras. La composición de las partículas es determinada por la composición de la fase del gas, de tal manera que la adición de  $\text{GeCl}_4$ , por ejemplo, producirá partículas dopadas con germanio. Estas partículas son llevadas al vidrio por termofóresis, en donde se depositan en la superficie interna del tubo. La zona de reacción caliente es producida usando una antorcha externa, tal como un quemador de oxi-hidrógeno. Conforme este quemador se mueve por debajo de la superficie del tubo, la zona de deposición también se mueve. Las partículas forman vidrio claro conforme la antorcha pasa por zonas con partículas depositadas previamente. Dado que el vidrio se forma a altas temperaturas en presencia de clorito, las impurezas primarias permanecen como cloridos volátiles y salen del tubo. Esto permite la purificación por varios órdenes de magnitud y es un aspecto crítico en el proceso. Si los precursores contienen contaminantes tales como el hidrógeno, cada capa debe ser purificada antes de ser completamente consolidada.

Para construir la estructura de la guía de onda deseada en el vidrio, se depositan varias capas cada una con la composición adecuada ya sea para elevar(usando germanio) o disminuir(usando fluorino) el índice de refracción. El tubo es colapsado a una columna sólida por tensión de superficie cuando es calentado a aproximadamente  $2300^\circ\text{C}$ . El resultado es un cilindro de vidrio con una región dopada en el centro.



**Figura 2.5 – Esquema del método de fabricación de fibra MCVD.**

Una característica clave de la discusión anterior es que los precursores del vidrio son vapores formados por componentes de vapores de alta presión

tales como cloridos. Esto permite bajas pérdidas en la fibra cercanas al límite teórico. Sin embargo, estas propiedades prohíben la incorporación de muchos dopantes potencialmente útiles y solo algunos elementos pueden ser incorporados convenientemente de la fase de líquido a través de la deposición de vapor a niveles relativamente altos. Dado que los elementos de tierras raras deseados no poseen componentes con vapor de presión altos adecuados, se han desarrollado métodos alternativos de dopantes para su uso con OVD, VAD y MCVD.

### **2.5 Materiales para fibras dopadas con tierras raras**

La estructura altamente polarizada del vidrio de sílice puro no permite un acomodamiento sencillo de los iones de tierras raras inclusive a bajas concentraciones. Los iones trivalentes de tierras raras, utilizados ampliamente en láseres de fibra, no sustituyen fácilmente al silicio en la red del vidrio si necesitan de seis a ocho iones de oxígeno para su coordinación. La sílice tiene muy pocos iones de oxígeno sin enlaces que pueden proveer tal coordinación y los iones de tierras raras son forzados a agruparse para compartir aquellos iones de oxígeno que están presentes en la red. Estos agrupamientos pueden llevar a aumentar las transferencias de energía entre los niveles  $f^{N-1}$  de los iones de tierras raras cercanos, pérdidas por luminiscencia y a una separación de fase rápida a niveles de dopantes altos. Por ejemplo, se ha observado la formación de enlaces Nd-O-Nd en vidrio de sílice dopado con 2400 ppm de  $Nd_2O_3$  con distancias similares de Nd-Nd y Nd-O a las encontradas en cristales de  $Nd_2O_3$ . Tales pares tan cercanos pueden ocasionar pérdidas por luminiscencia debido a una transferencia de energía cooperativa muy eficiente. Para incrementar la solubilidad de tierras raras en sílice y disminuir los efectos negativos de la formación de agrupamientos, normalmente se utilizan co-dopantes en el proceso de fabricación. Los co-dopantes también proveen de modificación en el índice de refracción necesaria para la creación de estructuras de guía de onda y frecuentemente son utilizados para alterar las propiedades espectroscópicas, tales como el incremento del ancho de banda de emisión o cambios en las características de absorción de estado excitado. Una

## Capítulo 2: El láser de fibra óptica de doble revestimiento

categoría de co-dopantes consiste en otros lantánidos que tienden a agruparse con iones ópticamente activos escudándose unos de otros, incrementando la distancia entre iones ópticamente activos y por lo tanto disminuyendo la eficiencia de la transferencia de energía cooperativa. Esto puede permitir concentraciones de tierras raras más altas y por lo tanto aumentar la eficiencia en los dispositivos de fibra óptica.

El co-dopante más popular es el aluminio. Este material puede incorporarse a la red de sílice tanto en coordinación tetraédrica como formador de red o en coordinación octaédrica como modificador de red. Los cuatro aluminios coordinados comparten iones de oxígeno sin enlaces con iones de tierras raras, por lo tanto reducen sus agrupaciones.

El fósforo es otro co-dopante muy común, de hecho los fosfatos de vidrio proveen una matriz excelente en la cual se pueden incorporar rápidamente altas concentraciones de iones de tierras raras. A pesar de que se han demostrado amplificadores de fibra de fosfato de vidrio con coeficiente de ganancia alto, se tiene el inconveniente de que son poco compatibles con fibras para telecomunicaciones convencionales. Cuando es incorporado a la sílice, el fósforo juega un papel similar al aluminio y se presenta en dos configuraciones tetraédricas,  $P_2O_5$  y  $P_2O_4$  con la segunda configuración atrayendo cationes de compensación de carga, tales como los iones de tierras raras. Posteriormente se forma un escudo alrededor de los iones de tierras raras permitiendo su distribución sin agruparse en la red de sílice. Similarmente al uso de aluminio, la adición de fósforo puede disolver la tierra rara o alterar las propiedades espectrales.

Algunos cambios más radicales requieren el uso de materiales huésped diferentes a la sílice tales como boratos, telurios y fluorofosfatos así como también, materiales huésped sin oxígeno tales como fluorados, sulfitos y otros calcogenuros. En estos casos se tienen varios beneficios. La influencia dominante es un espectro de energía de fonón alterado el cual reduce el decaimiento de estado excitado no-radiativo. Además, otros materiales de vidrio permiten transiciones de láser más allá del límite de absorción de la sílice de 2  $\mu\text{m}$ . Estos vidrios son principalmente no-óxidos y materiales óxidos pesados como el  $\text{TeO}_2$ . Los vidrios tales como los fosfatos son útiles

debido a que la concentración del dopante puede ser muy grande. Finalmente, algunos materiales pueden ser escogidos debido a que la alta polarización fomenta la separación de Stark y crea un espectro más deseable, por ejemplo en cristal  $\text{Yb:Ca}_4\text{YO}(\text{Bo}_3)_3$  [11].

### **2.6 Consideraciones de la fibra de doble revestimiento**

Uno de los parámetros más importantes de las fibras de doble revestimiento es la relación que debe guardar las dimensiones del revestimiento interno con el núcleo. En principio, la razón entre áreas no deberá de ser muy grande, ya que esto provocaría un incremento en la longitud de absorción de bombeo. Lo anterior tiene como consecuencia una disminución en la eficiencia de operación. Normalmente, los radios de revestimiento interno/núcleo se encuentran en el orden de 100 a 1000.

Otro parámetro significativo es el material del que se compone la fibra. Normalmente, el núcleo está formado de sílice con algún dopante como medio activo. El revestimiento interno también se puede componer de sílice con un índice de refracción ligeramente menor al del núcleo. El revestimiento externo puede consistir de sílice dopada con fluoridos. En algunas ocasiones se utilizan polímeros con el propósito de aumentar la apertura numérica, pero con el inconveniente de que estos no toleran muy altas temperaturas. Además, estos pueden introducir altas pérdidas de propagación para la luz de bombeo.

Otro aspecto muy importante a considerar es la longitud de la fibra. A pesar que una mayor longitud de la fibra tiene las ventajas de un buen manejo en la disipación del calor y de favorecer la absorción de bombeo, también se pueden presentar algunos efectos no-lineales indeseados. Los dos fenómenos no-lineales que pueden afectar más a los láseres de fibra son:

- Esparcimiento de Raman.
- Esparcimiento de Brillouin.

Ambos, pueden absorber la señal o también pueden causar daños catastróficos a la fibra si no son manejados adecuadamente. De los dos fenómenos mencionados, el primero es el que puede afectar en mayor medida el funcionamiento del láser de fibra. El esparcimiento de Raman se



produce cuando se generan vibraciones en el medio asociadas con fonones ópticos. Este fenómeno puede afectar considerablemente el desempeño de dispositivos fotónicos tales como amplificadores de fibra pulsados. El problema que se puede presentar es que el esparcimiento de Raman puede transferir la mayoría de energía del pulso a un rango de longitud de onda en donde no se genera la amplificación. En el caso de amplificadores y láseres de fibra de alta potencia, el efecto Raman puede ocasionar serios problemas, por ejemplo, la disminución de la potencia de salida. Sin embargo, este efecto se puede corregir con el uso de dispositivos o con diseños de fibras ópticas especiales. En el esparcimiento Raman, la potencia de umbral pico está dada por:

$$P_{th} = \frac{16A_{ef}}{g_R L} \quad (2.1)$$

Donde  $A_{ef}$  es el área efectivo del núcleo de la fibra,  $g_R$  representa el coeficiente de ganancia de Raman y  $L$  es la longitud de la fibra. Por ejemplo, para una fibra con un diámetro del núcleo de 25  $\mu\text{m}$ ,  $P_{th} \cdot L \approx 70\text{kWm}$ . Entonces, para una longitud típica de 5 m se necesitan potencias picos de alrededor de 20 kW antes de que se presente esparcimiento de Raman.

Por otra parte, el esparcimiento de Brillouin resulta de la interacción de la señal con modos acústicos longitudinales, lo que ocasiona que parte de la señal sea reflejada. La condición de umbral para esparcimiento de Brillouin esta dada por:

$$P_{th} = \frac{21A_{ef}}{g_B L} \left( 1 + \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{SiO_2}} \right), \quad (2.2)$$

donde  $g_B$  es el coeficiente de ganancia de Brillouin,  $\Delta\nu$  es el ancho de banda de la señal, y  $\Delta\nu_{SiO_2}$  es el ancho de banda de Brillouin de la fibra ( $\approx 50$  MHz para sílice). Si la señal tiene un ancho de banda similar al  $\Delta\nu_{SiO_2}$ , entonces para una fibra de 25  $\mu\text{m}$  de diámetro del núcleo,  $P_{th} \cdot L \approx 350\text{Wm}$ . Esto representa un factor importante a considerar especialmente para el diseño de láseres con un ancho de línea muy angosto. A pesar que el ancho de

línea es muy importante para aplicaciones en espectroscopía y convertidores de frecuencia, para procesamiento de materiales es menos importante y por lo tanto, se puede aumentar considerablemente este umbral.

### 2.6.1 Foto-oscorecimiento

Cuando se irradia luz en un medio activo, se pueden incrementar las pérdidas de potencia óptica. A este fenómeno se le conoce como foto-oscorecimiento. Este fenómeno, también conocido como absorción foto-inducida, se puede presentar en diversos medios ópticos transparentes por ejemplo en fibra óptica. El foto-oscorecimiento puede ser descrito como un decaimiento temporal de la potencia de salida promedio. Los mecanismos que envuelven este fenómeno son muy variados y dependen del material. En algunos casos, el mecanismo de absorción involucra la formación de centros de color, i.e. pequeñas deformaciones atómicas y electrónicas que producen bandas de absorción, u otras transformaciones microestructurales en el medio. Las fibras ópticas dopadas con  $\text{Yb}^{3+}$  como las utilizadas en algunos experimentos en este trabajo pueden presentar pérdidas por absorción de señal grandes. Típicamente, la absorción fotoinducida es más pronunciada para longitudes de onda pequeñas, por ejemplo en la región del visible y son mucho más débiles para longitudes de onda de alrededor de  $1 \mu\text{m}$ , que es donde opera el láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ . Estas pérdidas pueden ocurrir en fibras recién fabricadas ó pueden crecer conforme se opera el láser o amplificador de fibra. La razón a la cual crecen estas pérdidas aparentemente es proporcional a la séptima potencia de la densidad de los iones excitados de  $\text{Yb}^{3+}$ . Esto significa que una degradación rápida de estas fibras puede ser provocada como resultado de una alta densidad fraccional de iones excitados de Yb. Esto se puede presentar en fibras con alta concentración de iones, particularmente en donde se forman *clusters* o agrupaciones de iones. Estos clusters se pueden reducir co-dopando la fibra con materiales como el aluminio. Otra manera de reducir la absorción es mejorando los procesos de fabricación para evitar la formación de defectos en la matriz del vidrio. Un método probado en fabricación de fibras dopadas con Yb es el conocido como deposición directa de partículas. Los casos en donde más puede afectar este fenómeno son en fibras

## Capítulo 2: El láser de fibra óptica de doble revestimiento

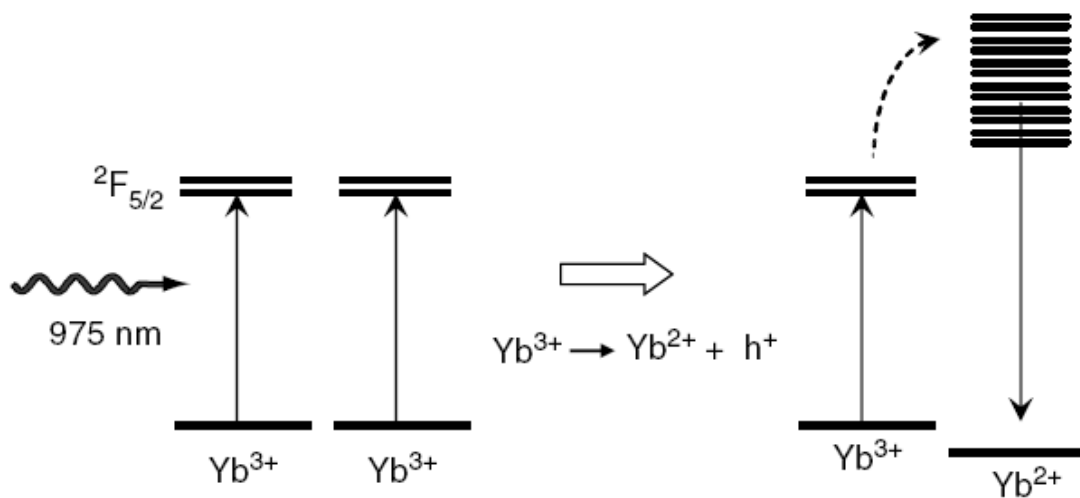
dopadas donde se tienen altos niveles de excitación por ejemplo en láseres de fibra operando alrededor de 980 nm. El efecto de foto-oscuramiento normalmente es permanente. Sin embargo, se ha comprobado que puede ser reversible calentando la fibra o por irradiación de luz ultravioleta.

A pesar que el mecanismo de foto-oscuramiento no ha sido totalmente resuelto, existen varios estudios que han demostrado varios aspectos del problema. En fibras dopadas con alta concentración de Yb, el decaimiento con estado excitado se puede dividir en el decaimiento rápido inicial seguido de fluorescencia un tiempo de vida alto. Este último, está asociado con los iones aislados de  $\text{Yb}^{3+}$  en la matriz del vidrio cuyos tiempo de vida son de 0.8 ms en sílice con aluminio enriquecido y 1.2 ms en sílice enriquecido con fósforo. El componente rápido con el tiempo de vida de menos de 200  $\mu\text{s}$  aparentemente es independiente de la composición del sílice, y es semejante al resultado de una transición no-radiativa. Este componente rápido, no se encuentra en fibras con baja concentración de Yb. A pesar de que el Yb presenta luminiscencia cooperativa en la cual dos iones excitados combinan energía para producir emisión de un estado excitado virtual, el componente rápido del tiempo de vida indica que el comportamiento del Yb es más complicado que el esperado de un simple ión en un material dieléctrico.

La dependencia del foto-oscuramiento con la intensidad óptica ha sido estudiada usando diferentes técnicas. Trabajos recientes indican una fuerte absorción no-saturable asociada con el pico de absorción de 975 nm en Yb. Además, dado que la foto-absorción aparentemente es el resultado de la luz de bombeo incidente más que la señal a longitudes de onda más allá de 1020 nm, el estado  $^2F_{5/2}$ , en este caso el estado superior de energía, debe de involucrarse en formación de defectos. En un experimento se expusieron conjuntos de fibras a intensidades variables de luz a 920 nm a temperatura constante y utilizando un modelo numérico para calcular la inversión de población en Yb, se encontró que el cambio en la atenuación a 633 nm varía con la inversión de población a la séptima potencia. Entonces, los láseres de fibra de onda continua con inversión de población limitada, son menos susceptibles a degradarse que los láseres pulsados que experimentan alta

inversión entre pulsos. El grado de foto-oscorecimiento también es directamente proporcional a la concentración de iones de Yb.

El mecanismo de foto-oscorecimiento puede ser descrito mediante un modelo en el cual  $\text{Yb}^{3+}$  es reducido a  $\text{Yb}^{2+}$ . El estado reducido es responsable de una fuerte absorción en la banda del visible la cual es muy sensible a la composición del vidrio. Como se muestra en la fig. 2.6 durante la operación de amplificación en la fibra, la transferencia de energía de los iones de estado excitado de  $\text{Yb}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{2+}$  resultan en la pérdida de un fotón de bombeo a través de decaimientos no-radiativos.



**Figura 2.6 - Modelo para el mecanismo de foto-oscorecimiento.**

## 2.7 Calidad del haz

Uno de los principales parámetros de salida en cualquier tipo de láser es la calidad del haz. La calidad del haz puede ser descrita por el factor de calidad  $M^2$ . El factor de calidad se define como el producto del parámetro del haz dividido por el producto del parámetro de un haz gaussiano con límite de difracción de la misma longitud de onda. En otras palabras, la divergencia del haz es:

$$\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi W_0} , \quad (2.3)$$

## Capítulo 2: El láser de fibra óptica de doble revestimiento

donde  $W_0$  representa el radio del haz en su cintura y  $\lambda$  la longitud de onda. El cambio longitudinal del radio de un haz real está dado por:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left( \frac{zM^2\lambda}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad . \quad (2.4)$$

Por lo tanto, se puede calcular la calidad de un haz mediante la medición de  $W(z)$ . Donde  $z$  representa el eje de propagación del haz. Se dice que un haz es perfecto si su factor de calidad  $M^2=1$ . Un valor menor de 1 en el factor de calidad es físicamente imposible. Por otro lado, el aumento del valor de  $M^2$  está relacionado directamente con el número de modos. En láseres de fibra óptica el factor de calidad es variable, por ejemplo en fibras monomodo, se pueden encontrar fácilmente  $M^2$  de 1.1. Sin embargo, lo anterior está limitado a bajas potencias. Por otro lado, en fibras de doble revestimiento se pueden alcanzar mayores potencias, esto a costa de una degradación en la calidad del haz, por ejemplo en un láser de fibra de  $\approx 100$  W se tiene un  $M^2$  de 2.2, lo cual, dado los niveles de potencia se considera aceptable.

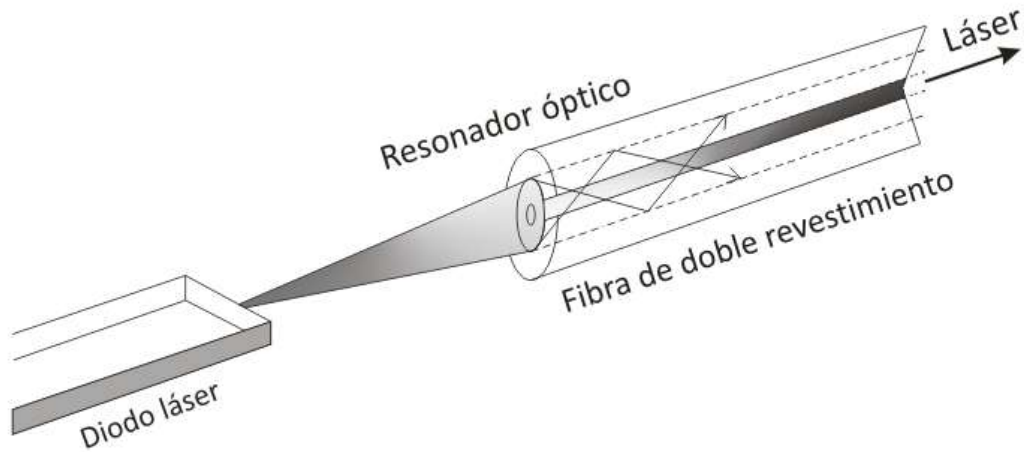
El factor  $M^2$  de un haz limita el grado con que se puede enfocar para un ángulo de divergencia determinado, el cual está limitado por la apertura numérica de la lente de enfoque. El factor de calidad, en conjunto con la potencia óptica, determinan la brillantes de un haz láser. Para simetrías de haces no-circulares como los generados por diodos láser, el factor de calidad puede ser diferente para dos direcciones ortogonales al eje de propagación.

Existen varias formas de mejorar la calidad del haz. Una de ellas consiste en hacer adelgazamientos en la fibra. Esto confina los modos en un área más pequeña permitiendo con esto transmisiones cercanas a un solo modo. Por otro lado, también se ha diseñado fibras microestructuradas de modo de área grande (LMA), las cuales permiten un incremento en el área de núcleo sin una pérdida importante en la calidad del haz. Sin embargo, estas fibras tienen la desventaja de tener una apertura numérica muy baja y por lo tanto son extremadamente sensibles a pérdidas por doblamiento. Otra forma de optimizar el factor de calidad  $M^2$  en fibra óptica es por medio de

doblamiento. Esto se da basado en el principio que los órdenes mayores presentan las pérdidas más grandes cuando se dobla la fibra, mientras que para los haces con límite por difracción las pérdidas son muy pequeñas. Las pérdidas de cada modo dependen del radio de doblamiento de la fibra. De esta forma, utilizando fibras multi-modo de núcleo grande enrolladas en forma de bobinas, se pueden obtener haces con factores de calidad cercanos al ideal. Esto es un buen método para mejorar la calidad del haz, no obstante solamente aplica para fibras dopadas con apertura numérica  $NA < 0.08$  con el propósito de obtener modos de área grandes.

### **2.8 Esquema del láser de fibra de doble revestimiento**

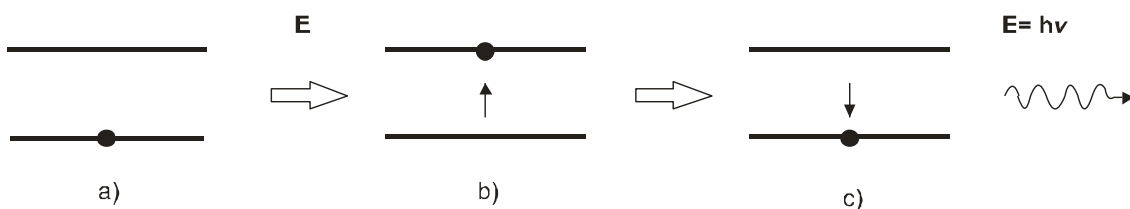
El láser de fibra de doble revestimiento, como cualquier tipo de láser requiere de una fuente de bombeo, un medio amplificador y un resonador óptico. Típicamente, se utiliza un diodo láser como fuente de bombeo, aunque también se puede bombear con otro láser de fibra o de estado sólido. La longitud de onda de la fuente debe coincidir con la longitud de onda de absorción del medio, en este caso, dependiente del dopante. El medio activo se encuentra en la fibra dopada de alguna tierra rara. Además la fibra puede contener otros elementos o compuestos como Ge, Al o ZBLAN (mezcla de circonio, bario, lantano, aluminio y fluorados de sodio), que al modificar las secciones transversales de emisión, pueden mejorar la eficiencia de operación del láser. El resonador óptico puede formarse en los extremos de la fibra simplemente por la reflexión de Fresnel ocasionada por la interface aire-vidrio. Otra opción es utilizar espejos, aunque por la dificultad que representa el proceso de alineación esto resulta poco práctico. También es posible utilizar y aplicar revestimientos en los extremos de la fibra. Uno de los métodos más utilizados para generar la retroalimentación de la luz son las rejillas de Bragg. Estas se forman por medio de perturbaciones periódicas en la fibra. Las rejillas son creadas en el núcleo de la fibra por exposición con luz ultravioleta de una longitud de onda corta e.g. 198 o 248 nm de un láser de KrF. En la fig. 2.7 se muestra un arreglo simple del láser de fibra de doble revestimiento.



**Figura 2.7 - Estructura básica del láser de fibra de doble revestimiento.**

## 2.9 Medio activo

El origen del nombre de cada tipo de láser proviene del medio activo o medio amplificador. Este puede ser un sólido, un líquido o un gas. La función de este, es liberar fotones en la misma dirección y con la misma frecuencia, los cuales al ser amplificados con la ayuda del resonador producen un haz de luz coherente. Para que se puedan emitir fotones, es necesario que se produzca una inversión de población en el medio, esto es, que la mayoría de los átomos pasen de un estado base como se encuentran normalmente, a un estado de excitación. Después de un tiempo, estos átomos vuelven a caer a su estado base, liberando un fotón con una energía  $E=hf$  como se puede ver en la figura 2.8.



**Figura 2.8 - Proceso de emisión de fotones. a) Molécula en su estado base. b) Molécula con un nivel de energía superior. c) Liberación de energía en forma de fotón.**

Existen varios tipos de interacciones posibles entre los fotones y átomos o moléculas. Una de ellas es la absorción, que es el proceso que ocurre cuando un fotón choca contra un átomo en estado base. El átomo lo absorbe y pasa a un estado de excitación, el único requisito es que respondan a la misma frecuencia. Después de cierto tiempo, el átomo se relaja o des-excita liberando cierta energía en forma de fotón, proceso conocido como emisión espontánea. También puede ocurrir que el átomo ya se encuentre excitado y choque con el un fotón de la misma frecuencia. Lo que ocasiona es que se liberen dos fotones con la misma dirección, fase y longitud de onda. A esto se le conoce como emisión estimulada y es la manera como se forma la luz en un láser.

El medio activo del láser de fibra está co-dopado por iones trivalentes de tierras raras que pueden operar desde ultravioleta (UV), hasta el mediano infrarrojo (IR). Estos iones pueden ser co-dopantes junto con aluminio o germanio con el fin de resaltar características deseables tales como longitudes de onda especiales o aumento en la apertura numérica de la fibra.

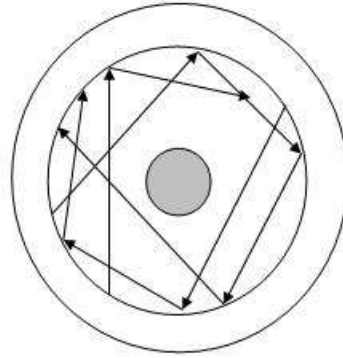
### 2.10 Absorción en fibra óptica

El proceso de emisión estimulada en un láser de fibra requiere de una fuente de bombeo óptica. Con el objeto de obtener una alta eficiencia en el láser, es necesaria que la radiación de la fuente sea altamente absorbida por el medio activo, en este caso por la fibra dopada con doble revestimiento. Existen tres parámetros principales que determinan la absorción: la primera es la relación entre áreas del revestimiento interno  $A_{ri}$  y del núcleo  $A_{nuc}$ , que determina el coeficiente de absorción  $\Gamma$  como se muestra a continuación:

$$\Gamma = A_{ri}/A_{nuc} \quad . \quad (2.5)$$

Un problema que se puede presentar en las fibras de doble revestimiento son los llamados *skew rays* (ver figura 2.9). Estos son rayos que se acoplan al revestimiento interno pero no son absorbidos por el núcleo con el medio activo.





**Figura 2.9 - Rayos reflejados en el revestimiento interno sin ser absorbidos por el núcleo (rayos helicoidales).**

En fibras de doble revestimiento convencionales, la absorción de bombeo es inversamente proporcional al coeficiente de absorción. Por lo tanto, se tienen dos opciones para hacer más eficiente el proceso de absorción. Una de ellas consiste en disminuir el área del revestimiento interno. Sin embargo, esto tiene como limitante una mayor dificultad en el proceso de alineación para el acoplamiento de bombeo. La otra opción es incrementar el tamaño del núcleo. No obstante, esto tiene el inconveniente del deterioro en el factor de calidad del haz resultante; Otro parámetro importante que influye en el proceso de absorción es la longitud de la fibra. Para sistemas de tres y cuatro niveles en donde existe una competencia entre las señales, el tamaño de la fibra es un aspecto que puede determinar la señal predominante. En el capítulo 4 se realiza un análisis de esta competencia; Por último, la concentración del o los dopantes en la fibra también tiene influencia en la absorción de bombeo.

Una de las maneras de propiciar una mayor absorción en las fibras es por medio de doblamientos. Algunos ejemplos de esto son mediante la figura en forma de ocho o por medio de micro-doblamientos. Con estas técnicas se han logrado incrementos en la absorción de hasta 10 db.

La ecuación que describe la eficiencia de absorción total esta dada por:

$$\eta = 1 - \left( 1 + \frac{\gamma}{\alpha} e^{-\sigma_1 z} + \frac{\gamma}{\alpha} e^{-\sigma_2 z} + \mu [e^{-\sigma_1 z} - e^{-\sigma_2 z}] \right), \quad (2.6)$$

donde  $\gamma$  representa el coeficiente de acoplamiento de potencia,  $\alpha$  es el coeficiente de absorción,  $\mu$  es la razón entre la potencia que puede ser absorbida y la potencia total de bombeo,  $\sigma_1$  y  $\sigma_2$  están determinadas por:

$$\sigma_1 = \gamma \left( 1 - \frac{\gamma}{\alpha} \right) \quad , \quad (2.7)$$

$$\sigma_2 = \gamma \left( 1 + \frac{\gamma}{\alpha} \right) + \alpha \quad . \quad (2.8)$$

### 2.11 Inversión de población

En el proceso de inversión de población, los átomos del medio amplificador son excitados por medio de una fuente de bombeo, de esta forma pasan de su estado base a un estado de excitación. Las condiciones que debe haber para que se lleve cabo este proceso son las siguientes: se energiza cierto tipo de átomos para poblar dos estados 1 y 2 con densidades de población  $N_1$  y  $N_2$  donde el estado 2 es un nivel de energía más alto que el 1 por una diferencia  $\Delta N_{21}$ . Si un fotón de igual energía, con una intensidad  $I_o$  y con una longitud de onda  $\lambda_{21} = c/v_{21} = hc/\Delta N_{21}$  pasa a través de los átomos, entonces la intensidad  $I$  resultante será:

$$I = I_o e^{\sigma_{21} \Delta N_{21} L} \quad , \quad (2.9)$$

donde  $\sigma_{21}$  es la sección transversal donde ocurre la emisión estimulada,  $L$  es la longitud del medio a través del cuál pasa el haz y  $\Delta N_{21}$  representa la densidad de inversión de población.

En los amplificadores láser no se puede ignorar la población en el nivel 2. De hecho la condición para amplificación es:

$$N_2 - \left( \frac{g_2}{g_1} \right) N_1 > 0 \quad , \quad (2.10)$$

donde

$$g_1 = \frac{R_1 + d}{R_1}; \quad (2.11)$$

$$g_2 = \frac{R_2 + d}{R_2}, \quad (2.12)$$

donde  $R_1$  y  $R_2$  representan los radios de curvatura de los dos espejos que forman la cavidad y  $d$  es la distancia de separación entre estos. La ecuación 2.10 es una condición necesaria para hacer un láser, pero no es suficiente. Los láseres comienzan con el proceso de bombeo lo cual produce suficiente población en el nivel 2 para crear inversión de población con respecto al nivel 1. Conforme empieza a bajar la población del nivel 2 se produce radiación de manera espontánea en todas direcciones. Debido a que la longitud no es suficiente para producir un crecimiento significativo, de acuerdo a la ecuación 2.9, ocurre una ganancia muy pequeña en la mayoría de las direcciones. Solamente en la dirección con mayor longitud puede haber una ganancia significativa. Lo que se necesita para que un rayo láser se forme en una dirección alargada es que el exponente de la ecuación 2.9 sea lo suficientemente largo para que el rayo crezca hasta el punto donde comienza a reducirse significativamente la población en el nivel 2 por la emisión estimulada. El rayo crecerá de acuerdo a la ecuación 2.9 hasta una intensidad en la cual la emisión estimulada es la misma que la emisión espontánea. En ese punto se dice que el rayo ha alcanzado su intensidad de saturación  $I_{sat}$ , la cual está dada por la siguiente ecuación:

$$I_{sat} = \frac{h\nu_{21}}{\sigma^{H_{21}}\tau_{21}}. \quad (2.11)$$

Donde  $h$  representa la constante de Plank,  $\nu_{21}$  es la frecuencia de emisión y  $\tau_{21}$  es el tiempo de decaimiento del nivel 2 al 1. La intensidad de saturación es el valor en el cual el rayo no va a poder crecer más exponencialmente,

debido a que ya no hay átomos en el nivel 2 para proporcionar una ganancia adicional.

### 2.12 Niveles de energía y estados cuánticos

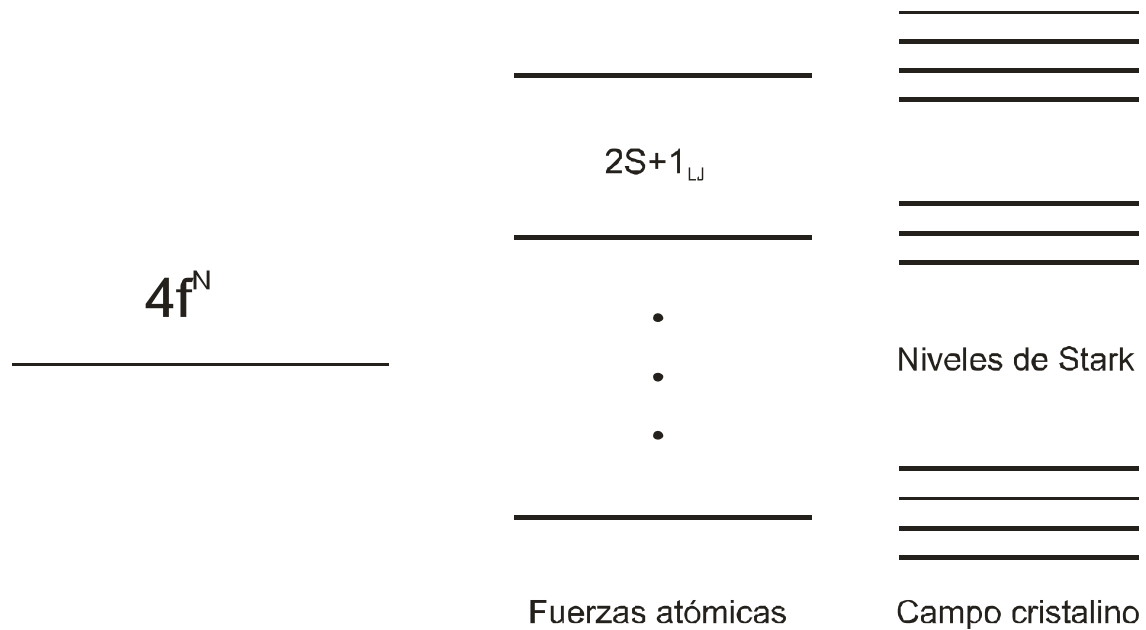
Los niveles de energía representan los estados en que se pueden encontrar los átomos de un medio amplificador. Los niveles energéticos son discretos y pueden dividirse en sub-niveles como se muestra en la figura 2.10. De acuerdo a la teoría cuántica, los estados del electrón se pueden describir mediante el uso de un número cuántico principal  $n$  y otros números asociados a este de la siguiente manera:

1. Para cada número cuántico principal existen  $n$  posibles valores del número cuántico de momento angular orbital  $L$ , donde  $L=n-1$ .
2. Para cada valor de  $L$  existen  $2L+1$  posibles valores del número cuántico magnético  $m$ .
3. Además del momento angular orbital el electrón tiene un momento angular intrínseco  $m_s$  llamado *spin* de  $+1/2$  o  $-1/2$ .

Por convención, a los números cuánticos del momento angular orbital  $L= 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7...$  se les conoce como  $s, p, d, f, g, h, i, k ...$  respectivamente.

En el caso de las estructuras electrónicas de los lantánidos y actínidos utilizados como dopantes para láseres de fibra, se utiliza el acoplamiento Russell-Saunders como nomenclatura para los niveles energéticos. En este esquema, los estados energéticos son etiquetados  $^{2s+1}L_j$  donde  $j$  es el momento angular total, es decir, la suma vectorial del *spin* y del momento angular orbital.

En su estado natural, el medio activo se encuentra en su estado base. Si se le aplica cierta energía los átomos pueden pasar a uno de los niveles discretos de energía del material (fig. 2.10). Las transiciones entre niveles energéticos pueden ser radiativas o no-radiativas dependiendo del corrimiento de Stokes.

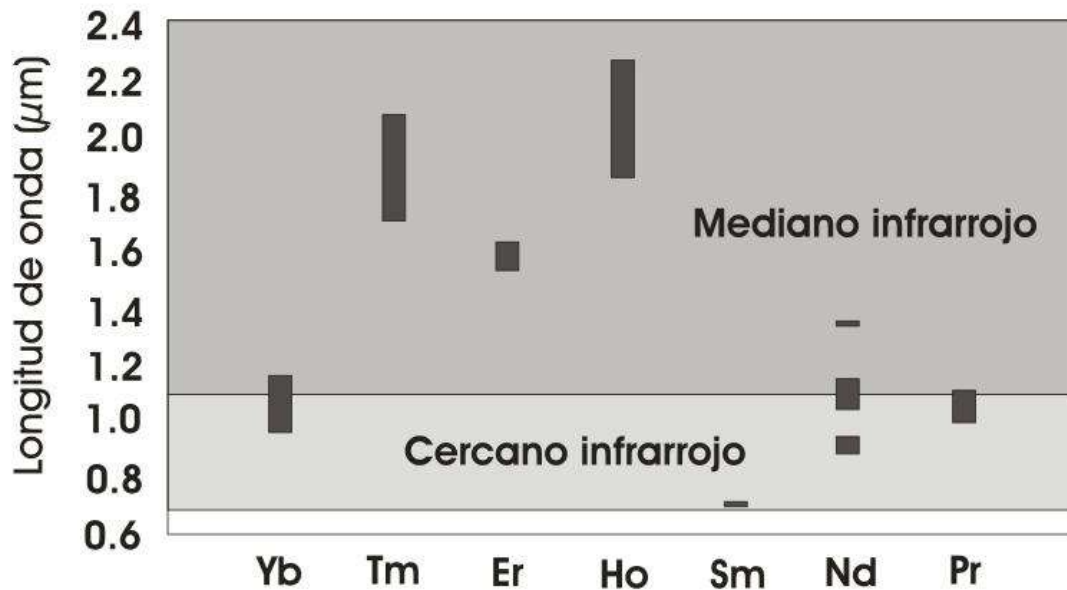


**Figura 2.10 - Representación esquemática de separación de la configuración  $4f^N$ .**

En el láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  típicamente se tienen sistemas de tres y cuatro niveles. En el capítulo 4 se da una descripción detallada de estos sistemas energéticos.

### 2.13 Dopantes de la fibra

Las características del láser de fibra tales como potencia y longitud de onda dependen en gran medida del dopante agregado al núcleo. Para esto se utilizan iones de tierras raras de la familia de los lantánidos. Entre los iones más comunes se encuentran:  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ , etc (fig. 2.11). Además de las emisiones mostradas, es posible obtener emisiones en el rango del visible. Esto se puede lograr mediante mecanismos de conversión hacia arriba o por medio de elementos dobladores de frecuencia, e.g. cristales como el niobato de litio.



**Figura 2.11 – Emisiones de tierras raras comúnmente utilizadas en láseres de fibra óptica.**

En el presente trabajo se estudian las emisiones de Yb. En el capítulo 4 se explican a mayor detalle las emisiones de esta tierra rara, así como también sus transiciones energéticas.

## 2.14 Amplificadores ópticos

Uno de los problemas históricos en el área de las telecomunicaciones era la atenuación de la señal. Inicialmente se requería el uso de amplificadores que convertían las señales ópticas a eléctricas para después amplificarla y después convertirlas nuevamente en luz. Esto tenía como consecuencia errores en la señal y un costo por cada repetidor. En 1988, David Payne y su equipo de trabajo demostraron por primera vez la amplificación de señales ópticas mediante la utilización de fibra óptica dopada con Er [10]. Los amplificadores de fibra dopada con Er (EDFA's) permitieron el desarrollo de las telecomunicaciones, dado que su emisión alrededor de 1550 nm coincide con la banda C de comunicaciones en donde se presentan las pérdidas más bajas en fibra óptica. Además de las ventajas de amplificación totalmente óptica, los EDFA's se caracterizan por tener un amplio ancho de banda dependiendo del co-dopante. Estos amplificadores en conjunto con

otras tecnologías tales como WDM's, permiten el manejo simultáneo de señales para múltiples canales en una sola fibra óptica. El bombeo óptico de amplificadores de fibra dopada con Er típicamente se realiza por medio de diodos láser con emisión a 980 nm. Sin embargo, existen algunas limitantes tales como la calidad del haz lo cual puede afectar en la eficiencia de acoplamiento. Con el objeto de mejorar el acoplamiento se pueden utilizar láseres de la misma longitud de onda pero con mejor calidad del haz por ejemplo el láser de fibra dopada con Yb. En este caso la calidad del haz de esta fuente de bombeo es cercana al ideal por lo que de esta manera se pueden reducir considerablemente las pérdidas por acoplamiento.

### 2.15 Resonador Óptico

Los resonadores han sido objeto de estudio desde la invención del láser. De estos dependen factores importantes como la calidad del haz y la potencia de operación. La función del resonador es confinar la luz que se genera en el medio activo para favorecer su amplificación.

El factor de atenuación de intensidad total esta representado por:

$$\Gamma^2 = R_1 R_2 \exp(-2\alpha_s d) \quad (2.12)$$

donde:

$R_1$ =reflectancia del espejo 1

$R_2$ =reflectancia del espejo 2

$\alpha_s$ =coeficiente de absorción del medio

d= distancia entre los espejos

El factor de atenuación total también se puede escribir de la siguiente manera:

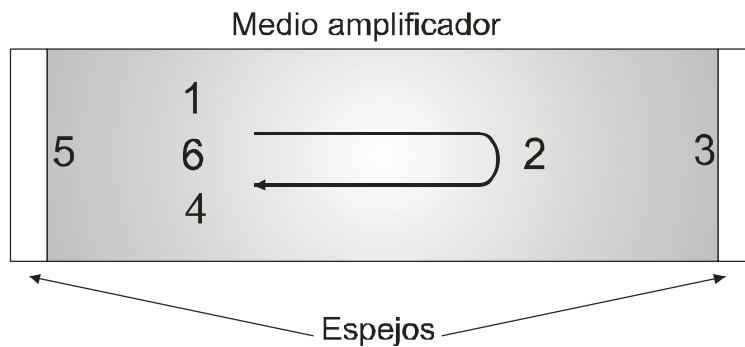
$$\Gamma^2 = \exp(-2\alpha_r d) \quad , \quad (2.13)$$

donde  $\alpha_r$  es el coeficiente de pérdidas total.

$$\alpha_r = \alpha_s + \left(\frac{1}{2d}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (2.14)$$

### 2.15.1 Ciclo de ganancia

Se le llama ciclo de ganancia a la razón de potencia en un punto en la cavidad y la potencia en ese mismo punto después de un viaje de ida y vuelta del haz (figura 2.12).



**Figura 2.12 - Ciclo de ganancia en un resonador láser.**

Al principio existe una potencia determinada en el punto 1,  $P_1$ . Después de pasar por el medio amplificador, la potencia será  $P_2 = P_1 G_a$ , donde  $G_a$  indica la ganancia en el amplificador. Al ser reflejado el haz en el espejo de reflectividad  $R_1$ ,  $P_3 = P_1 G_a R_1$ . A continuación la potencia se incrementa cuando el haz pasa de nuevo por el medio amplificador  $P_4 = P_1 G_a R_1 G_a$ . Al ser reflejada en el espejo de reflectividad  $R_2$ , la potencia en el punto 5 será  $P_5 = P_1 G_a R_1 G_a R_2$ . Si tomamos en cuenta las pérdidas que se presentan dentro de la cavidad en un viaje de ida y vuelta de un haz, la ganancia de un ciclo será:

$$P_6 = P_1 G_a R_1 G_a R_2 (1-L) \quad (2.15)$$

### 2.15.2 Resonadores para fibra óptica

Uno de los resonadores más sencillos es el llamado Fabry-Perot. En este caso, la cavidad se forma por medio de un par de espejos con



## Capítulo 2: El láser de fibra óptica de doble revestimiento

reflectividades  $R_1$  y  $R_2$  separados por una distancia de longitud  $L$  en un medio amplificador. La condición de umbral, es decir, la condición para que se pueda alcanzar inversión de población está dada por:

$$G^2 R_1 R_2 e^{(-2\alpha_{int}L)} = 1 \quad (2.16)$$

donde  $G$  representa la ganancia en un viaje de ida y  $\alpha_{int}$  significa las pérdidas que ocurren dentro de la cavidad. En fibra óptica, la ganancia total puede ser descrita como función de la ganancia local  $g(z)$  de la siguiente manera:

$$G = e^{\left(\int_0^L g(z) dz\right)} \quad (2.17)$$

Los coeficientes de ganancia local y la inversión de población están relacionadas por:

$$g(z) = \sigma_s [N_2(z) - N_1(z)] \quad (2.18)$$

donde  $\sigma_s$  representa la sección transversal;  $N_1$  y  $N_2$  son las densidades de población tanto en el estado base como en el estado de excitación que participan en el proceso de emisión estimulada. Por lo tanto, la condición de umbral resulta en:

$$\frac{1}{L} \int_0^L g(z) dz = \alpha_{esp} + \alpha_{int} = \alpha_{cav} \quad (2.19)$$

Donde  $\alpha_{esp}$  son las pérdidas en los espejos,  $\alpha_{int}$  son las pérdidas internas y  $\alpha_{cav}$  representan las pérdidas totales en la cavidad.

Las pérdidas en los espejos están dadas por:

$$\alpha_{esp} = \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \quad (2.20)$$

En el caso del láser de fibra, la reflexión de Fresnel, ocasionada por el corte perpendicular a la fibra, proporciona una reflectividad del 4 % i.e.,  $R = (n_1 - n_2 / n_1 + n_2)^2$  lo cual es suficiente para realizar la función del resonador óptico. Sin embargo, existen otras técnicas mediante las cuales es posible

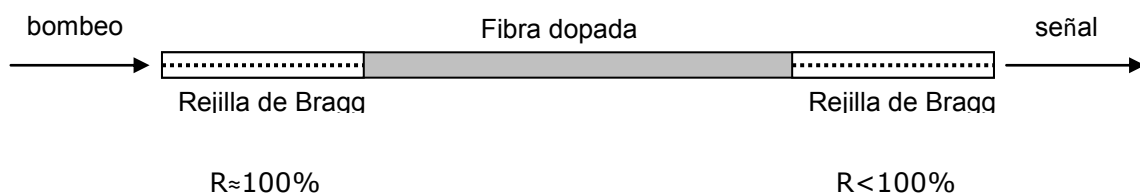
variar esta reflectividad, lo que representa una forma de hacer más eficiente al láser. Algunos de estos ejemplos se mencionan a continuación:

### **Rejillas de Bragg**

Las rejillas de Bragg se forman en la fibra óptica por modificaciones en su índice de refracción [10]. Estas perturbaciones, que puede ser periódicas o aperiódicas, provocan reflexiones de luz para una longitud de onda que depende de la condición de Bragg:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2 \cdot \frac{2\pi \cdot n_{ef}}{\lambda} \Rightarrow \lambda = 2 \cdot n_{ef} \Lambda, \quad (2.21)$$

donde  $\Lambda$  representa el periodo de la perturbación,  $n_{ef}$  es el índice de refracción efectivo, y  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz propagándose por la fibra. La implementación de este elemento en un láser de fibra se muestra en la figura 2.13.

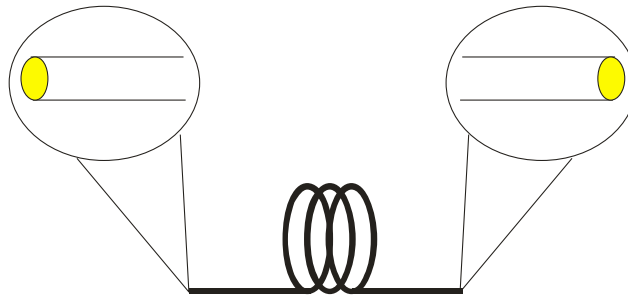


### **2.13 - Láser de fibra con rejillas**

#### **Resonador Fabry-Perot con reflectores dieléctricos**

Este tipo de resonador es el más común y tiene algunas variantes. En una de ellas el resonador se forma por un espejo dieléctrico en la entrada, el cual es totalmente transmisor a la longitud de onda de la fuente de bombeo y reflejante a la longitud de onda de la luz amplificada (señal láser). En el otro extremo de la cavidad, se encuentra un espejo reflejante por donde emerge la señal.

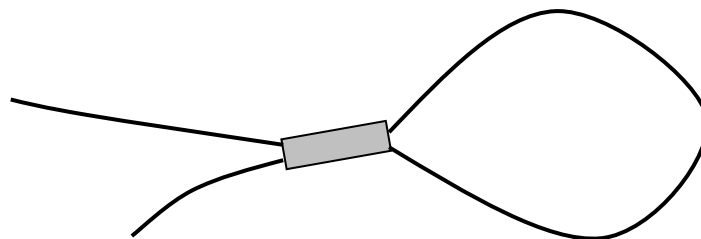
Una alternativa para incrementar la eficiencia en el láser de fibra, consiste en formar una película delgada que pueda tener las mismas propiedades de reflexión del espejo. De esta manera, se pueden reducir las pérdidas por acoplamiento ocasionadas por el uso de espejos de bulto como resonadores. En láseres de transiciones de alta ganancia, como por ejemplo en el de  $\text{Er}^{3+}$ , el espejo de salida puede constituirse simplemente por la reflexión de Fresnel.



**2.14 – Resonador Fabry-Perot en láser de fibra óptica**

### ***Resonador monolítico en anillo***

Una manera de lograr oscilación en el medio activo es mediante un anillo o lazo con la fibra dopada de tierra rara y un acoplador de bajas pérdidas (ver figura 2.15). En este caso, la potencia óptica de bombeo se puede inyectar por el propio acoplador, o bien, se puede utilizar un multiplexor por división de longitud de onda (WDM). Una limitación de este resonador es que dado que su salida es bi-direccional, su eficiencia de conversión es de solo la mitad que el resonador Fabry-Perot. Esta eficiencia puede ser aumentada mediante un aislador, el cual convierte la salida en unidireccional.

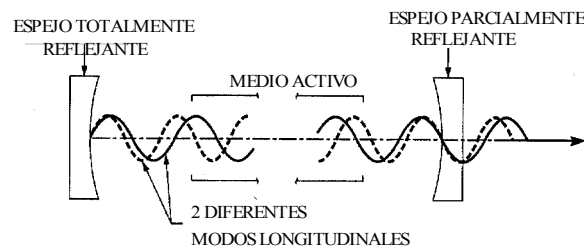


**Figura 2.15 - Resonador de fibra en configuración de anillo.**

### 2.15.3 Modos longitudinales y transversales

Cuando un haz óptico pasa a través de dos superficies reflejantes separadas una distancia  $d$  y con un índice de refracción  $\eta$ , la transmisión del haz al salir de la segunda superficie reflejante alcanza su máximo nivel en un intervalo de frecuencia  $\Delta\nu = c/2\eta d$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. Este intervalo se puede observar en la figura 2.16.

La transmisión a través del interferómetro se da periódicamente en intervalos de longitudes de onda debido al desarrollo de ondas estacionarias que oscilan dentro de la cavidad óptica. Esto ocurre a frecuencias en las cuales caben un número exacto de medias longitudes de onda en el espacio entre los espejos.



**Figura 2.16 - Resonador láser mostrando dos diferentes modos longitudinales viajando en la misma dirección pero con diferentes frecuencias.**

Cuando se da esto, el valor del campo eléctrico en las superficies del espejo es cero. Si se coloca un medio activo entre dos espejos del modo en que se mencionó anteriormente, las ondas estacionarias tienden a ser realizadas en intervalos de frecuencia:

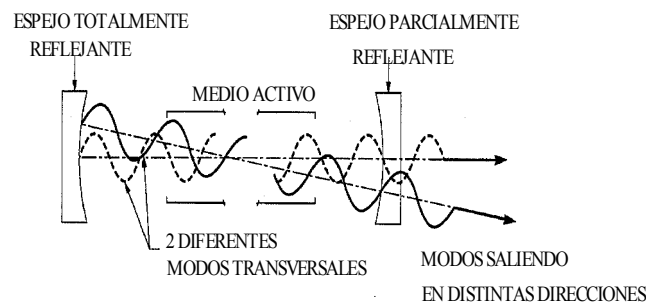
$$\nu = n ( c / 2\eta d ) \quad (2.22)$$

Donde  $n$  es un número entero que indica el total de medias longitudes de onda que hay entre los espejos. Los láseres que operan en un solo modo longitudinal con cavidades muy estables y espejos de alta reflectividad, han generado anchos de línea de unos cientos de ciclos por segundo (Hz). Un

ancho de línea muy angosto da como resultado un haz con una luz altamente coherente.

Cuando se forma el haz en la cavidad debido a la emisión espontánea, sólo algunos de los rayos se forman en dirección perpendicular a las superficies de los espejos y logran amplificarse con cada viaje de ida y vuelta, alcanzando la intensidad de saturación. El hecho de que el haz tenga una abertura limitada en la dirección transversal a la dirección de propagación, causa que surja una componente debido a la difracción, lo cual causa que el haz diverja. Esta divergencia consiste de uno o más haces separados. Estos haces son conocidos como modos transversales y se muestran en la figura 2.17.

Los modos transversales se les nombra TEM, que significa transversal electromagnético. El modo de orden más bajo es el TEM<sub>00</sub> (también conocido como Gaussiano), éste tiene la divergencia más pequeña que cualquiera de los modos transversales.



**Figura 2.17 - Resonador láser mostrando dos diferentes modos transversales viajando en diferentes direcciones viajando con diferentes frecuencias**

## 2.16 Propagación de rayos en fibra de índice escalonado

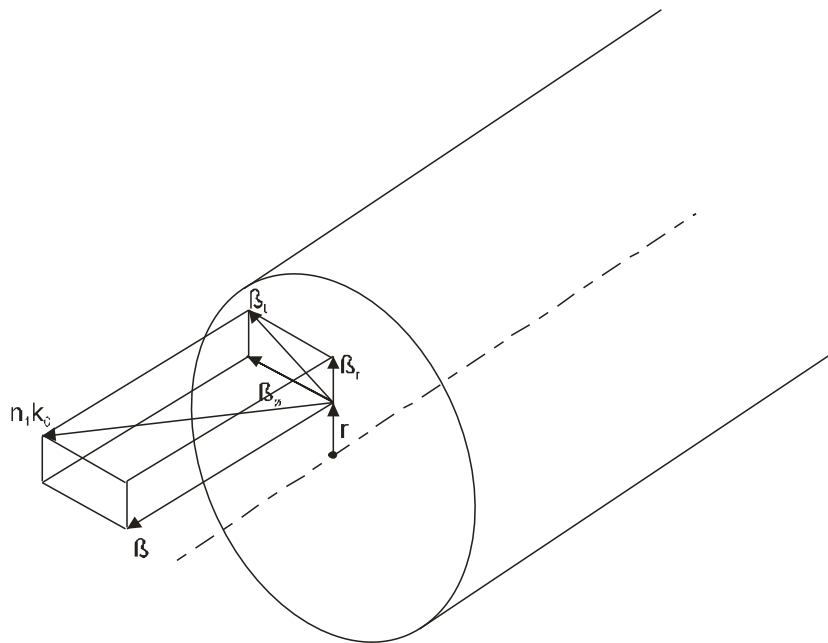
En fibra óptica, se puede representar la manera en que viajan los modos a través de esta por medio de propagación de rayos. Para esto se utilizan coordenadas cilíndricas con radio  $r$ , ángulo azimutal  $\phi$  y eje de propagación  $z$ . En la figura 2.18 se muestra un rayo en la guía de onda circular con las direcciones de sus tres componentes. El rayo tiene una magnitud de

## Capítulo 2: El láser de fibra óptica de doble revestimiento

constante de propagación  $k_1=n_1k_0$ . Este valor está relacionado a las magnitudes de las componentes por:

$$\beta_r^2 + \beta_\phi^2 + \beta^2 = n_1^2 k_0^2. \quad (2.23)$$

La componente  $\phi$ , que provee una medida del ángulo con respecto a  $z$ , está restringida por el requerimiento de que cuando es multiplicado por la circunferencia del núcleo a un radio  $r$ , se tiene un cambio de fase neta de  $2q\pi$ , donde  $q$  es un número entero. Por lo tanto su valor será  $\beta_\phi = q/r$ . La componente  $z$ ,  $\beta$ , es la constante de propagación del modo de la fibra que está asociada con el rayo.



**Figura 2.18 – Esquema de propagación de rayos en el núcleo de una fibra óptica.**

En el caso de rayos meridionales, es posible tener configuraciones de campos TE y TM. Por otra parte, los rayos de mayor ángulo o skew rays no pueden tener polarizaciones puras TE o TM. Esto se debe a que la orientación del plano transversal, cambiará en cada reflexión. Los campos de los modos asociados con rayos de ángulos mayores son como híbridos y son designados como EH o HE, que corresponden a términos dominantes de TM o TE respectivamente.

## 2.17 Modos en fibra óptica

Un modo en una fibra se puede describir como la forma transversal de los campos electromagnéticos ( $E$ ,  $H$ ) y la manera en como se propagan a lo largo de fibra óptica. Para el estudio de los modos, se considera la teoría de propagación de ondas electromagnéticas en un medio lineal. Entonces, como todos los fenómenos electromagnéticos, el análisis de los modos se basa en las ecuaciones de Maxwell. Las ecuaciones de Maxwell se puede derivar la ecuación de onda, mediante la cual se pueden describir las propiedades ópticas de las ondas en una guía de onda, en este caso formada por la fibra óptica. Las ondas electromagnéticas, son Eigen funciones de la ecuación de onda y son nombradas como modos de la guía de onda.

Cuando un medio en donde se esta propagando un campo es no-magnético, las ecuaciones de Maxwell pueden convertirse en la ecuación de onda para el campo eléctrico de la siguiente forma:

$$\nabla \times \nabla \times E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.24)$$

Donde  $E$  representa el campo eléctrico,  $P$  es la polarización inducida por los dipolos eléctricos,  $c$  es la velocidad de la luz en el espacio,  $\mu_0$  es la permeabilidad en el vacío y esta relacionada a la velocidad de la luz por  $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$  donde  $\epsilon_0$  es la permitividad en el espacio. La ecuación de onda puede ser simplificada por la relación  $\nabla \times \nabla \times E = \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E$  donde  $\nabla \cdot D = \epsilon \nabla \cdot E = 0$  y  $\epsilon$  representa la constante dieléctrica del medio. Además, si la pérdida en fibra óptica es pequeña, entonces:

$$\nabla^2 E + \nabla \left[ E \frac{\nabla n^2}{n^2} \right] = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad , \quad (2.25)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio. El término  $\nabla n^2$  puede despreciarse si el cambio en  $n$  a lo largo de la guía de onda es pequeño comparado con una longitud de onda. Entonces, expresando el campo en el dominio de la frecuencia, la ecuación anterior se puede reducir a la llamada ecuación de onda homogénea:

$$\nabla^2 \tilde{E}(r, \omega) + n^2(r, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}(r, \omega) = 0 \quad . \quad (2.26)$$

Aquí  $\tilde{E}$  es el vector de campo eléctrico en el dominio de la frecuencia y está relacionado a E por la transformada de Fourier, r es la posición del vector de campo eléctrico y  $\omega$  es la frecuencia angular.

Si asumimos una simetría circular como la de la fibra óptica y una aproximación de la envolvente variando muy lentamente, el campo eléctrico puede ser descrito por:

$$\tilde{E}(r, \omega) = \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) F(r) \exp(\pm im\phi) \exp(i\beta_0 z) \quad (2.27)$$

Donde F representa la distribución del campo transversal el cual depende únicamente de la posición radial, la dependencia angular está dada por  $\exp(\pm im\phi)$  donde m es un número entero,  $\tilde{A}$  es la amplitud del campo que varía a largo de la fibra, y el término  $\exp(i\beta_0 z)$  contiene la modulación de fase durante la propagación con  $\beta_0$  representando la constante de propagación. Las variables F y  $\tilde{A}$  pueden ser separadas en las siguientes ecuaciones:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \left\{ k_0^2 n^2(r) - \tilde{\beta}^2(\nu, l) - \frac{m^2}{r^2} \right\} \right] F(\nu, r) = 0 \quad (2.28)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad , \quad (2.29)$$

donde n(r) representa la distribución del índice de refracción radial,  $\nu$  es el número de modo radial, m es el número de modo azimutal,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  y  $\tilde{\beta}$  es el eigenvalor de F. La primera ecuación define la distribución transversal del campo, mientras que la segunda describe la variación de la amplitud del campo durante su propagación en la fibra.

En la resolución de la ecuación de onda para los campos en una fibra de índice escalonado, la ecuación diferencial para la porción dependiente radialmente tiene la forma de la ecuación de Bessel:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \left( B_t^2 - \frac{n^2}{r^2} \right) R(r) = 0 \quad , \quad (2.30)$$



donde  $B_t$  y  $n$  son constantes.

### 2.17.1 Modos LP

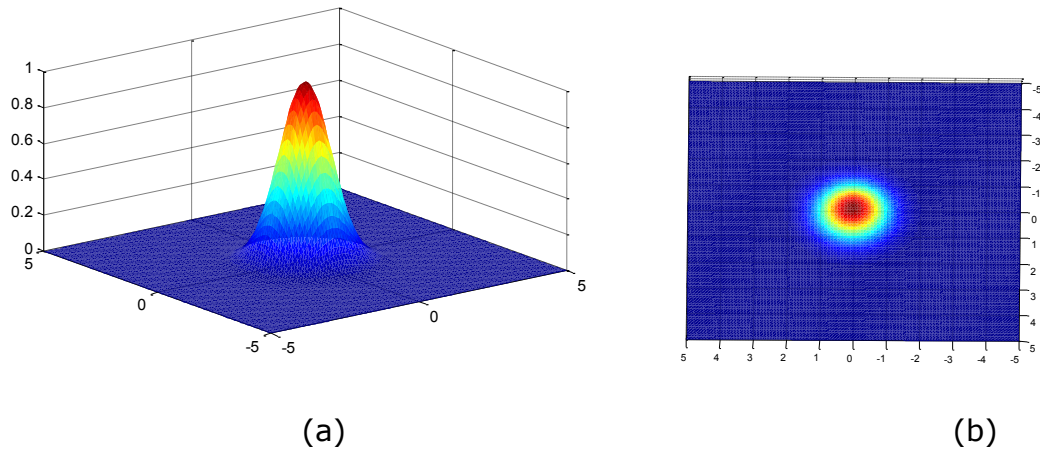
Una alternativa para describir los modos que se pueden propagar en una fibra óptica es la notación  $LP_{lm}$ , donde LP significa linealmente polarizado. Esto proviene del hecho que si se acopla luz polarizada linealmente en una fibra ideal la luz mantendrá su polarización lineal. Los modos LP pueden identificarse por medio de funciones Bessel usando la condición de corte que se muestra a continuación:

$$J_{l-1}(V) = 0 \quad . \quad (2.31)$$

Donde  $l$  representa el orden radical. Esto es satisfecho para  $V = 2.405$  y  $l = 1$ , donde los modos correspondientes son:  $TE_{01}$ ,  $TM_{01}$  y  $HE_{21}$ . Estos modos juntos forman el  $LP_{11}$ . Para muchas aplicaciones de láseres de fibra se busca que se transmita un solo modo, es decir, el modo fundamental, esto es el modo  $LP_{01}$  ó su equivalente  $HE_{11}$  (ver figura 2.19). La propagación de un solo modo está en función del radio del núcleo de la fibra  $a$  y de su abertura numérica  $NA$  como se muestra:

$$V = \frac{2\pi \cdot a \cdot NA}{\lambda} \leq 2.405 \quad . \quad (2.32)$$

Experimentalmente, los modos LP se observan como patrones de intensidad, proporcionales a  $E \cdot E^*$  en el plano transversal. Los modos LP pueden obtenerse directamente de la ecuación de onda postulando soluciones que tengan forma linealmente polarizada.



**Figura 2.19 - Modo LP<sub>01</sub>, (a) vista en tres dimensiones; (b) vista transversal**

## Resumen

En esta sección se describieron los principales elementos que componen el láser de fibra óptica. Primeramente, se detallaron varios tipos de fibras ópticas especiales utilizadas para láseres o amplificadores. Entre las fibras ópticas especiales utilizadas para láseres o amplificadores. Entre las fibras más comunes para su aplicación en altas potencias se encuentran las fibras de doble revestimiento con núcleos de forma no-circular. Además de ser capaces de acoplar potencias de bombeo altas (hasta el orden de kilowatts), estas fibras también presentan alta absorción (>70%). Otras fibras dopadas utilizadas en láseres son las fibras de cristal fotónico de modo de área grande las cuales tienen altas aberturas numéricas y dimensiones grandes lo que aumenta la eficiencia de acoplamiento. En segundo lugar, se describió el medio activo, en este caso los dopantes de tierras raras en la fibra ( $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ , etc.). También, se detallaron algunos efectos que se pueden presentar en la fibra tales como esparcimiento de Raman, Brillouin, foto-oscuramiento etc. En tercer lugar, se describieron los resonadores ópticos más comunes en láseres de fibra tales como las rejillas de Bragg, Fabry-Perot con películas delgadas, resonador en anillo, etc. Por último, se describieron los modos de propagación partiendo de la teoría de propagación de ondas electromagnéticas. En el siguiente capítulo se describen varios dispositivos utilizados como fuentes de bombeo para láseres de fibra.

## REFERENCIAS

- [1] C.J. Koester and E. Snitzer, "Amplification in a fiber laser", *Appl. Opt.* **3** (10), 1182 (1964).
- [2] E. Snitzer et al., "Double-clad, offset-core Nd fiber laser" (first report of cladding pumping), *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors, Postdeadline paper PD5* (1988).
- [3] V.P. Gapontsev, I.E. Samartsev, L.M. Blinov, A.I. Zayats, R.R. Lorian, V.M. Firsov, "Single-mode erbium-doped quartz fiber lasers", in *Technical Digest of USSR Conference "Laser Optics"*, pp. 45-46, Leningrad (1990).
- [4] V. Gapontsev and I. Samartsev "High power fiber lasers", *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, Vol. **6**, pp. 258-261, Washington, D.C. (1991).
- [5] W.J. Wadsworth, J.C. Knight, W.H. Reeves, P.S. Russell, and J. Arriaga, "Yb<sup>3+</sup>-doped photonics crystal fibre laser," *Electron Lett.* **36**, 1452-1454 (2000).
- [6] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S. Russell, and D.M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* **21**, 1547-1549 (1996).
- [7] Y. Jeong, J.K. Sahu, S. Baek, C. Alegria, D.B. Soh, C. Codemard, V. Philippov, D.J. Richardson, D.N. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped double-clad large-core fiber lasers with kW-level continuous wave output power", *CLEO/IQEC*, San Francisco (2004).
- [8] V. Filippov, Y. Chamorovskii, J. Kerttula, K. Golant, M. Pessa, and O. G. Okhotnikov, "Double clad tapered fiber for high power applications," *Opt. Express* **16**, 1929-1944 (2008)
- [9] J.C. Knight, T.A. Birks, R.F. Cregan, P.S. Russell, J.P. de Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre", *IEE Electronics Letters*, Vol. **34**, No. 13, pp. 1347-1348, Jun. 1998.

[10] A. Mendez and T.F. Morse, *Specialty Optical Fibers Handbook*, Academic Press, Chapter 3, pp. 70-78, 2007.

[11] H. Zhang, et. al., Growth, "Stark energy level and laser properties of Yb:Ca<sub>4</sub>YO(Bo<sub>3</sub>)<sub>3</sub> crystal", *Materials Research Bulletin* Volume **35**, Issue 5, Pages 799-805, 15 March 2000.

[12] K.O. Hill and G. Meltz, "Fiber Bragg grating technology – fundamentals and overview," *J. Lightwave Technol.* **15**, 1263 (1997).

[13] R.J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole and D. N. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers", *Electron Lett.* **21**, 737 (1985).

[14] D.C. Hanna, M.J. McCarthy, I.R. Perry, and P.J. Suni, "Efficient high-power continuous wave operation of monomode Tm-doped laser at 2 μm pumped by Nd:YAG at 1.064 μm," *Electron Lett.* **25**, 1365-1366 (1989).

[15] M. Laroche, A.M. Chardon, J. Nilsson, D.P. Shepherd, W.A. Clarkson, S. Girard, and R. Moncorge, "Compact diode-pumped passively Q-switched tunable Er-Yb double-clad fiber laser", *Optics Letters*, Vol. **27**(22), pp. 1980-1982 (2002).

[16] L. Dong et al., "Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive Er/Yb optical fibers", *Opt. Lett.* **22**(10), 694 (1997).

[17] G. Androz *et al.*, "Monolithic fluoride-fiber laser at 1480 nm using fiber Bragg gratings," *Opt. Lett.* **32** (10), 1302 (2007).

[18] K. Tamura, J. Jacobson, E.P. Ippen, H.A. Haus, and J.G. Fujimoto, "Unidirectional ring resonators for self-starting passively mode-locked lasers," *Opt. Lett.* **18**, 220-222 (1993).

## Capítulo 3

### DISPOSITIVOS DE BOMBEO ÓPTICO EN LÁSERES DE FIBRA

Uno de los factores clave en el desarrollo de los láseres de fibra óptica, principalmente en el escalamiento de potencias, es el esquema de bombeo. En este capítulo se tratan los dispositivos de bombeo óptico. En la primera parte se discuten las técnicas existentes de bombeo en los extremos y de bombeo lateral. Además, en esta sección se da una explicación de las técnicas de combinación de haces tanto coherentes como incoherentes. En la segunda parte, se describe a detalle un nuevo dispositivo de bombeo óptico constituido por un combinador de haces.

#### **3.1 Introducción**

Uno de los subsistemas principales de cualquier láser es el bombeo. Su función principal es de proveer la energía al medio amplificador para propiciar el proceso de emisión estimulada. Idealmente, se busca que toda la potencia de bombeo sea acoplada al medio activo, en este caso a la fibra. Sin embargo, diferencias entre las geometrías de la fuente y la fibra impiden un acoplamiento óptico del 100%. La eficiencia de acoplamiento  $\eta$  está dada por:

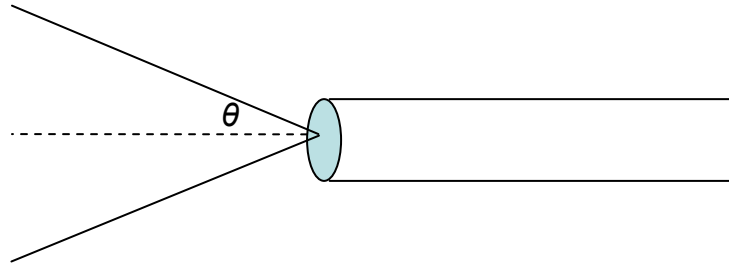
$$\eta = \frac{P_a}{P_f} , \quad (3.1)$$

donde  $P_a$  representa la potencia acoplada a la fibra y  $P_f$  es la potencia total de la fuente de bombeo. La pérdida de potencia por acoplamiento en decibeles está dada en términos de estos valores por:

$$\alpha_a = 10 \log_{10} \left( \frac{P_f}{P_a} \right) . \quad (3.2)$$

En el acoplamiento es muy importante la forma del haz de la fuente. Una referencia para determinar las características deseables del haz de la fuente es mediante la emisión que se obtiene a la salida de la fibra. El ángulo con el cual sale la luz de la fibra debe ser igual al ángulo con el que sale de la

fuelle. Este ángulo es el llamado cono de aceptación (ver figura 3.1) y esta relacionado con la abertura numérica por:  $NA = \text{sen}\theta$ , donde NA es la raíz cuadrada de la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y del revestimiento.



**Figura 3.1 - Cono de aceptación de una fibra.**

Para maximizar el acoplamiento entre una fuente de bombeo y la fibra, se debe considerar la brillantez de la fuente. Esta es definida como la potencia emitida por una fuente de área  $A$  en un ángulo sólido  $2\pi(1-\cos\theta)$  y se puede expresar como:

$$B = \frac{P}{2\pi A(1-\cos\theta)} \approx \frac{P}{\pi A(NA^2)} \quad (3.3)$$

La potencia total emitida en una fibra de un área diferencial  $dS_s$  es

$$dP_a = \int_0^{2\pi} \int_0^\theta B_0 \cos\theta_s \text{sen}\theta_s d\theta_s d\phi \quad (3.4)$$

donde  $B_0$  es una constante. La potencia total acoplada en la fibra se encuentra integrando la ecuación 3.4 sobre el área de la superficie de la fuente o del núcleo de la fibra en fibras convencionales o del revestimiento interno en el caso de las fibras de doble revestimiento dependiendo de cual sea menor. Si asumimos que el núcleo de la fibra es menor y que la brillantez es uniforme en la superficie de la fuente, tenemos que:

$$P_a = 2\pi A_a \int_0^\theta B_0 \cos\theta_f \text{sen}\theta_f d\theta_f = \pi A_a B_0 \text{sen}^2\theta \quad (3.5)$$

La potencia total irradiada por la fuente es:

$$P_s = 2\pi A_s \int_0^{\pi/2} B_0 \cos\theta_s \text{sen}\theta_s d\theta_s = \pi A_s B_0 \quad (3.6)$$

Por lo tanto la eficiencia de acoplamiento es:

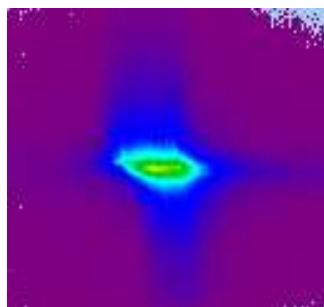
$$\eta = \frac{P_a}{P_f} = \frac{A_a}{A_f} \text{sen}^2 \theta \quad . \quad (3.7)$$

Una manera de mejorar la eficiencia de acoplamiento es usando una fuente que radíe dentro de un rango de la apertura numérica de la fibra o menor. Para un acoplamiento óptimo se debe procurar que la brillantes de la fibra no sobrepase a la de la fuente, esto es:

$$\pi A_s \text{sen}^2(\theta) \leq \pi A_f NA^2 \quad (3.8)$$

### 3.2 Diodo láser

Típicamente, en el láser de fibra óptica el bombeo óptico es suministrado por medio de diodos láser, aunque también puede servir como fuentes láseres de bulto o inclusive otro láser de fibra. Algunas de las ventajas que presentan los diodos semiconductores son: alta eficiencia de conversión eléctrica-óptica, tamaños pequeños, costos reducidos y larga vida útil. Sin embargo, presentan una desventaja: su calidad del haz. Dada su estructura, los diodos emiten patrones elípticos (ver figura 3.2), lo cual dificulta su acoplamiento en fibras ópticas circulares.

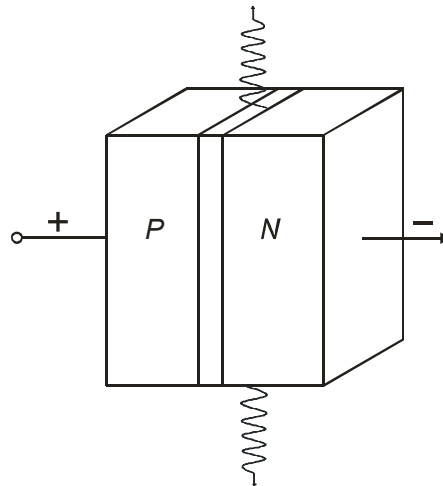


**Figura 3.2 - Patrón de emisión de un diodo láser.**

En el diodo láser la fuente de energía es una corriente eléctrica la cual se aplica a la unión *p-n* del diodo semiconductor. Esta corriente es lo suficientemente alta para generar emisión estimulada en el medio activo. La retroalimentación óptica se genera por las paredes del material semiconductor las cuales actúan como espejos parcialmente reflejantes. De



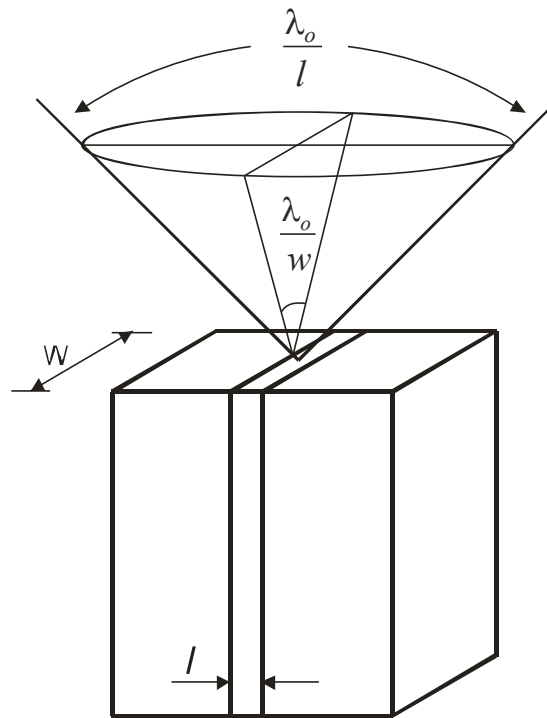
esta manera el semiconductor actúa tanto como medio activo y a la vez como resonador óptico (ver figura 3.3).



**Figura 3.3 - Estructura del diodo láser.**

### 3.2.1 Patrón de radiación de campo lejano

Un diodo láser con una capa activa de dimensiones  $l$  y  $w$  de largo y ancho emite luz con una divergencia angular de campo lejano  $\approx \lambda_o/l$  en el plano perpendicular a la unión, y de  $\approx \lambda_o/w$  en el plano paralelo a la unión como se puede apreciar en la figura 3.4. El ángulo de divergencia es  $\theta \approx (2/\pi)(\lambda_o/2W_o) = \lambda_o/\pi W_o$  cuando  $\theta \ll 1$ . La divergencia angular determina el patrón de radiación de campo lejano. Debido al pequeño tamaño de su medio activo, el diodo láser se caracteriza por una divergencia mayor que la mayoría de los láseres. La distribución espacial de la luz de campo lejano dentro del cono de aceptación depende del número de modos transversales y de sus potencias ópticas. La distribución cilíndrica altamente asimétrica de la radiación del diodo láser dificulta en gran medida el proceso de colimación del haz.



**Figura 3.4 - Distribución angular del haz emitido del diodo láser.**

### 3.2.2 Eficiencia del diodo láser

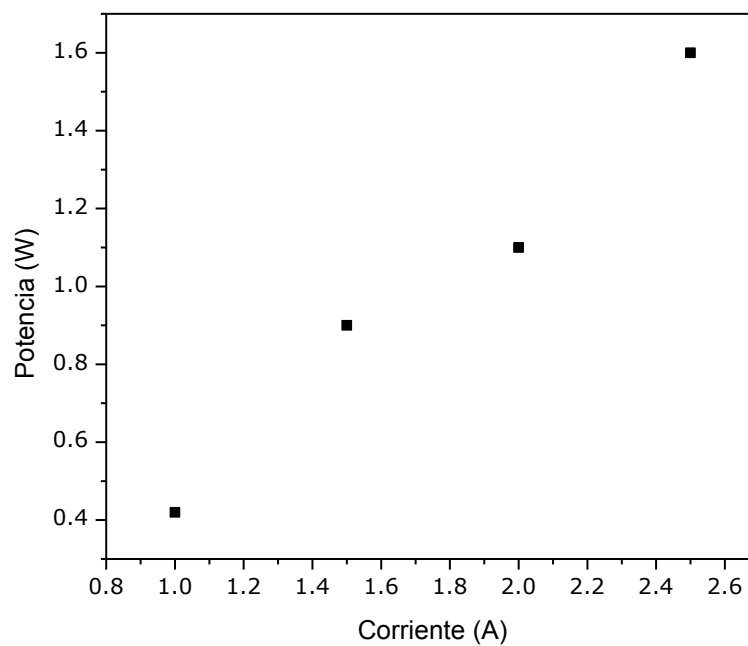
Existen cuatro tipos de eficiencia asociadas con el diodo láser [1]: En primer lugar, se tiene la eficiencia cuántica interna  $\eta_i$  la cual se basa en el hecho que solamente una fracción de las recombinaciones electrón-hueco son radiativas; en segundo lugar la eficiencia de extracción  $\eta_e$  la cual se basa en que solamente una porción de la luz perdida por la cavidad es útil; En tercer lugar está la eficiencia cuántica diferencial externa  $\eta_d$  la cual toma en cuenta los dos efectos anteriores; por ultimo, la eficiencia de conversión de potencia  $\eta_c$  la cual es la razón de la potencia óptica emitida entre la potencia eléctrica suministrada al dispositivo. Los diodos láser pueden tener eficiencias de conversión de potencia mayores de 50% lo cual está muy por encima de cualquier otro tipo de láser.

Otra manera de medir el desempeño útil del diodo láser es mediante la responsividad diferencial  $\mathfrak{R}_d$ , la cual es normalmente dada en unidades de

W/A. Esta relación también es llamada curva de luz-corriente y teóricamente esta dada por:

$$\mathfrak{R}_d = \eta_d \frac{1.24}{\lambda_o} . \quad (3.9)$$

En la figura 3.5 se muestran la curva de luz-corriente del diodo láser utilizado como fuente a 915 nm para los experimentos del dispositivo de bombeo propuesto en este trabajo.



**Figura 3.5 - Curvas de eficiencia de diodo de bombeo a 915 nm**

### 3.3 Modelado de acoplamiento

La eficiencia de acoplamiento puede ser modelada mediante la ecuación (3.10).

$$\eta = \frac{\iint U(x', y') \psi^*(x', y') dx' dy'}{\sqrt{\iint U(x', y') U^*(x', y') dx' dy' \iint \psi(x', y') \psi^*(x', y') dx' dy'}} \quad (3.10)$$

Donde  $U(x', y')$  representa la amplitud del patrón de difracción del diodo,  $\psi(x', y')$  significa el patrón de modo de la fibra, y el asterisco denota el complejo conjugado. La eficiencia de acoplamiento de potencia  $T$  está dado por la ec. (3.11).

$$T = \eta\eta^* = |\eta|^2 \quad (3.11)$$

La forma del patrón  $\psi(x', y')$  depende de la estructura de la fibra. Para una fibra formada por materiales dos índices de refracción, el modo fundamental está dado por:

$$\psi_{step-index}(r') = \begin{cases} \frac{J_0\left(\frac{ur'}{a}\right)}{J_0(u)}, & r' \leq a \\ \frac{K_0\left(\frac{wr'}{a}\right)}{K_0(w)}, & r' > a \end{cases} \quad (3.12)$$

donde  $r' = (x'^2 + y'^2)^{1/2}$ , y  $u$  y  $w$  son constantes determinadas por los parámetros de construcción de la fibra.

En este trabajo se modeló un arreglo óptico con el fin de optimizar la eficiencia de acoplamiento. El esquema del sistema se muestra en la figura 3.6.



**Figura 3.6 - Esquema óptico de sistema de acoplamiento.**

El sistema está formado por tres lentes (L1-L3) que en conjunto actúan como un colimador y una lente para enfocar (L4). Las características de estos elementos se muestran en la tabla 3.1.

*Tabla 3.1. Características de lentes del sistema*

Elemento	Superficie	Radio de curvatura (mm)
L <sub>1</sub>	Entrada	$\infty$
	Salida	$\infty$
L <sub>2</sub>	Entrada	-6.949
	Salida	-5.491
L <sub>3</sub>	Entrada	-79.436
	Salida	-9.788
L <sub>4</sub>	Entrada	18.610
	Salida	$\infty$

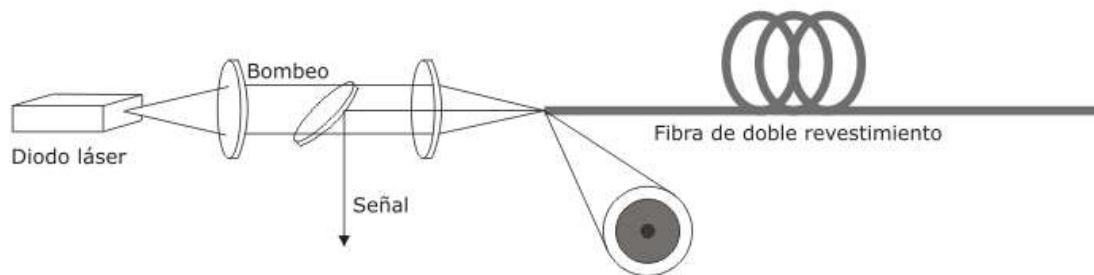
Las características de salida de este sistema muestran como resultado un tamaño de la mancha de 15  $\mu\text{m}$ , lo cual es adecuado para fibras de doble revestimiento con diámetros de revestimiento típicos de 50  $\mu\text{m}$ . Por otra parte, la eficiencia de acoplamiento estimada es de 84%, lo que es aceptable para un láser de fibra óptica.

### **3.4 Técnicas de bombeo**

Sin duda alguna, el avance en el láser de fibra óptica ha sido posible, en gran medida, debido al desarrollo de técnicas y dispositivos de bombeo óptico. Entre las técnicas de bombeo se encuentran de espacio libre, por fusión de fibra, combinación de haces coherentes y combinación de haces espectrales. Algunas de estas técnicas se presentan a continuación.

Las técnicas de bombeo más comunes en los láseres de fibra se pueden dividir en: bombeo en los extremos y bombeo lateral. La primera es la más comúnmente utilizada es mostrada en la figura 3.7. La luz proveniente de

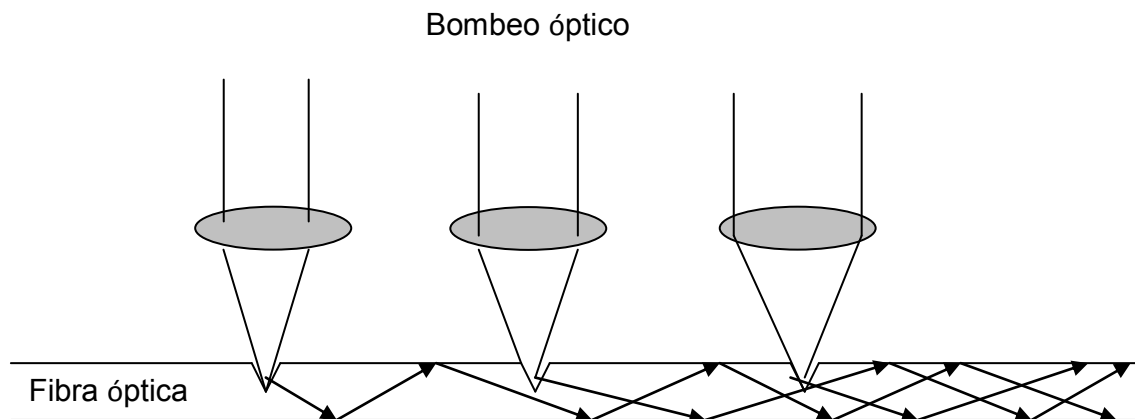
la fuente de bombeo es primeramente colimada y después enfocada hacia el revestimiento interno de la fibra.



### 3.7 – Esquema de bombeo en un extremo.

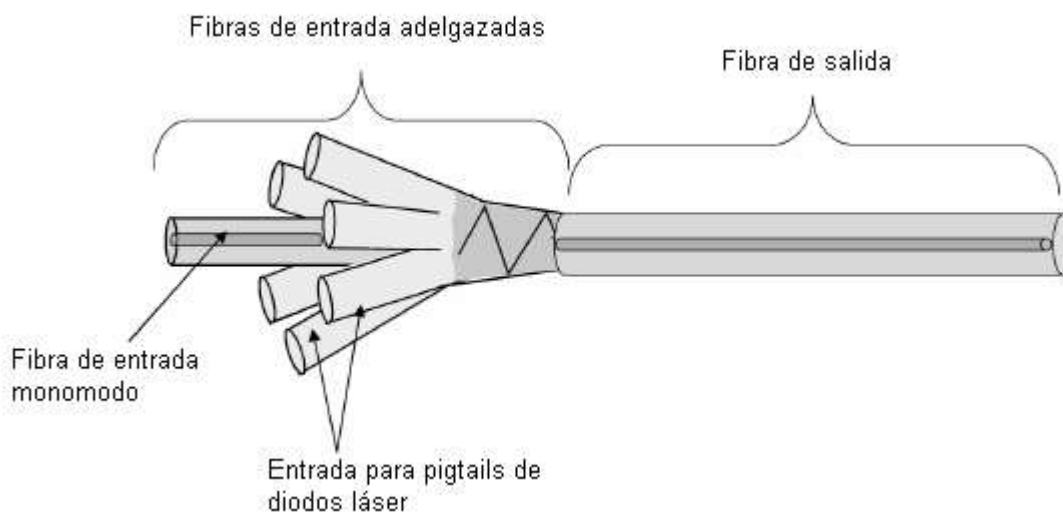
Las ventajas principales de la técnica anterior es que se pueden manejar grandes cantidades de potencia de bombeo, además ser relativamente sencilla de implementar.

Una de las desventajas que se tiene en la técnica anterior es que la mayoría de la potencia de bombeo se concentra en los extremos, pudiendo causar daños irreversibles a la fibra. Lo anterior esta determinado por el límite de fractura térmica del material de que esta compuesta la fibra, el cual típicamente es de 1150 W/m en la cara de la fibra [2]. Una alternativa para distribuir la potencia en la fibra es el bombeo lateral. Esto se puede lograr mediante el bombeo de una fibra no-dopada colocada junto a una dopada de doble revestimiento. En esta forma la luz se puede acoplar de la fibra no-dopada a la región activa de la otra. Otra alternativa consiste en realizar hendiduras llamadas "V-grooves" distribuidas en varios puntos a lo largo de la fibra [3], como se muestra en la figura 3.8. Estas hendiduras permiten el bombeo transversal por medio de diodos láser. Esto soluciona el problema de daño térmico que se puede ocasionar con el bombeo en los extremos. El principal problema que existe con esta técnica es que por la dificultad de fabricación de las hendiduras es poco práctica para su implementación en láseres de fibra comerciales.



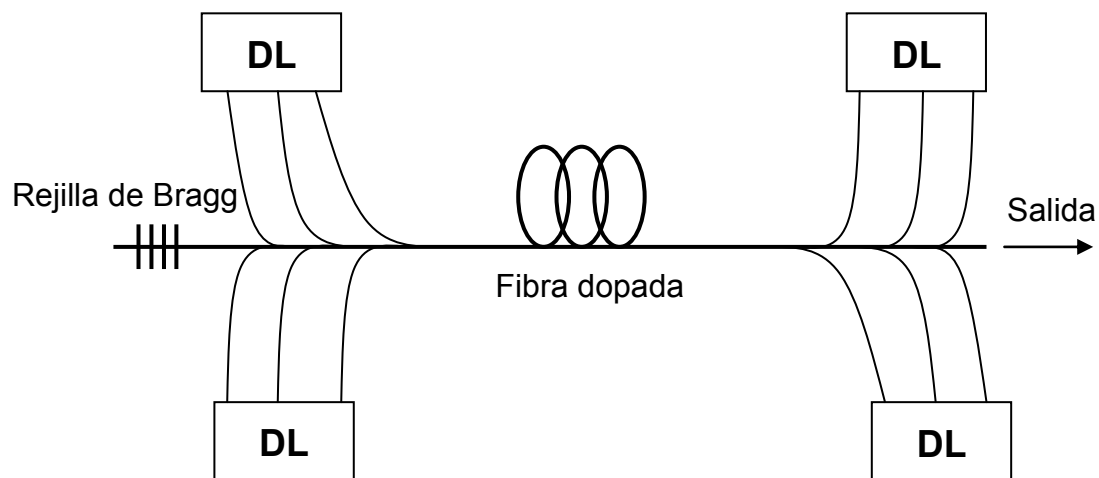
**Figura 3.8 - Bombeo lateral por medio de V-grooves.**

Uno de los problemas que se presentan en los métodos de bombeo de espacio libre es la alineación. Generalmente, es necesario recurrir a elementos ópticos como lentes para primeramente mejorar la calidad del haz y posteriormente se tiene que enfocar para acoplar la luz a la fibra. Con el objeto de facilitar el proceso de inyección de bombeo óptico, existe el método de fusión de fibras [4] (figura 3.9).



**Figura 3.9 - Bombeo óptico por medio de fusión de fibras.**

En este caso, se tienen varios diodos láser (DL) conectados a fibras no-dopadas (pig-tails). Estas fibras a su vez, se juntan y son adelgazadas por medio de calor formando un *taper*. Esta se fusionan directamente a la fibra dopada de tierra rara y de esta manera se realiza el bombeo (ver figura 3.10).



**Figura 3.10 - Esquema de láser con bombeo por fusión de fibras.**

En el esquema de la figura 3.10, el bombeo de un conjunto de diodos láser está acoplado a los extremos de la fibra. En un extremo de la fibra se tiene una rejilla de Bragg la cual actúa como espejo altamente reflejante. En el otro extremo de la cavidad se cuenta con reflexión de Fresnel aunque también se puede utilizar otra rejilla. Con este esquema es posible acoplar hasta cuatro conjuntos de diodos láser [5]. Además, es posible conectar en serie varios esquemas iguales con el propósito de escalar la potencia de bombeo. Entre las ventajas de este esquema se encuentran que al conectar más arreglos similares en serie, la calidad de la señal resultante no se degrada dado que ésta depende de la fibra dopada.

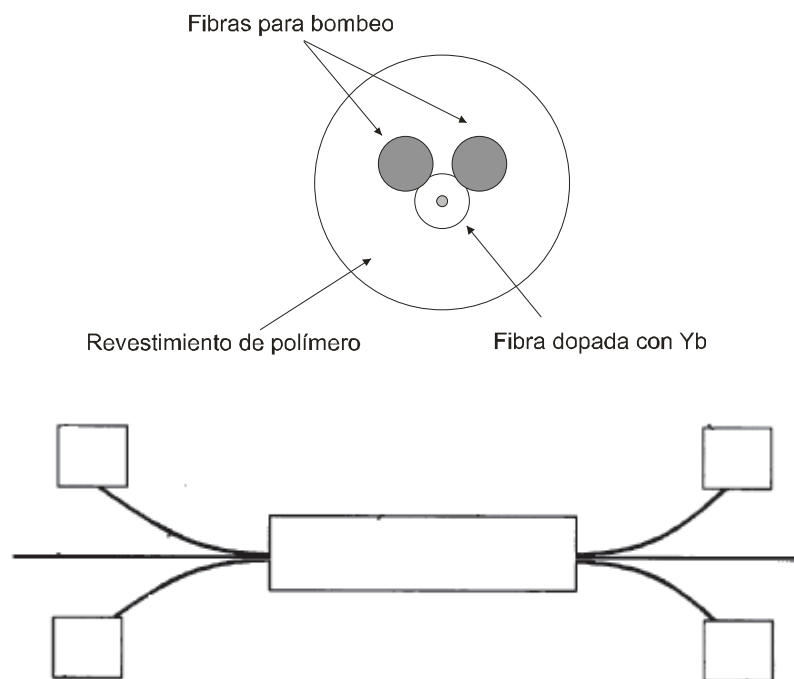
Un aspecto importante a considerar en este tipo de arreglos son las pérdidas por fusión. En una fibra convencional para telecomunicaciones este tipo de pérdidas pueden ser del orden de 0.01 dB. En este caso, con la utilización de fibras de doble revestimiento de área grande y con las tecnologías modernas de empalmes por fusión, las cuales pueden ser muy similares a las de fibras convencionales. Ciertamente, con el objeto de lograr un mejor acoplamiento, todas las fibras que se empalman deben de tener el mismo diámetro del núcleo y la misma abertura numérica.

Normalmente estos esquemas tienen menos capacidad de manejo de potencia que los arreglos en espacio libre. Por ejemplo, un combinador



comercial cuenta con una transmisión máxima de 100W [6], mientras que en combinación de espacio libre la potencia puede ser mayor a 1KW.

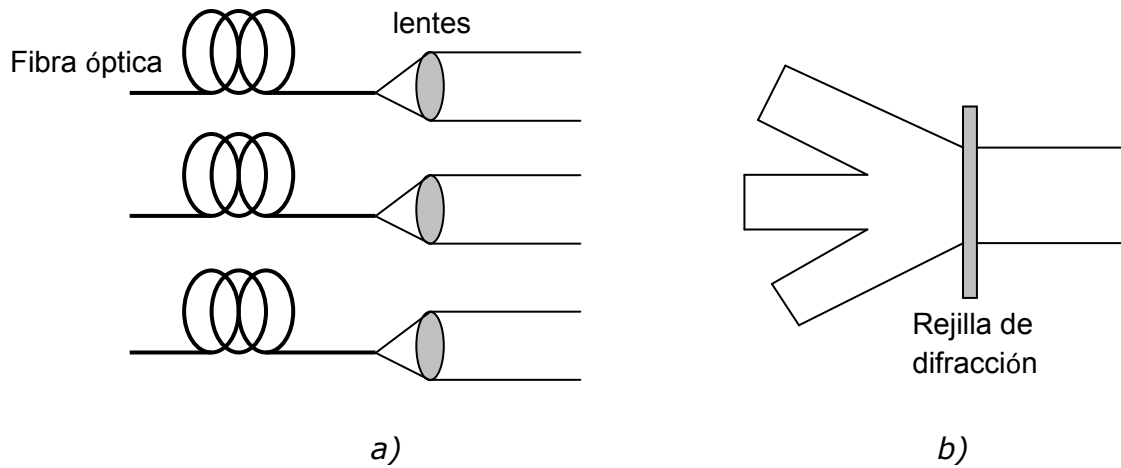
Una técnica de acoplamiento de bombeo relativamente nueva es la llamada Onda GT [7]. Esta técnica fue patentada por Grudini y consiste en acoplamiento por contacto lateral. En la figura 3.11 se muestra un ejemplo de la aplicación de esta tecnología en un láser de fibra. El esquema consta de tres fibras, dos de ellas son fibras no-dopadas mediante las cuales se transfiere la potencia de bombeo proveniente de los diodos. Entre ellas se encuentra una fibra dopada de una tierra rara en la cual se genera la amplificación. En este caso, las tres fibras hacen contacto dentro de un polímero de índice de refracción bajo, el cual forma una guía de onda por la diferencia de índices. Una ventaja de este dispositivo es que a diferencia del método de fusión de fibras, el acoplamiento se puede distribuir a lo largo de la fibra y no solamente en los extremos, evitando con esto posibles daños permanentes a la fibra por concentración de potencia en un solo punto.



**Figura 3.11 – Esquema de láser con bombeo longitudinal**

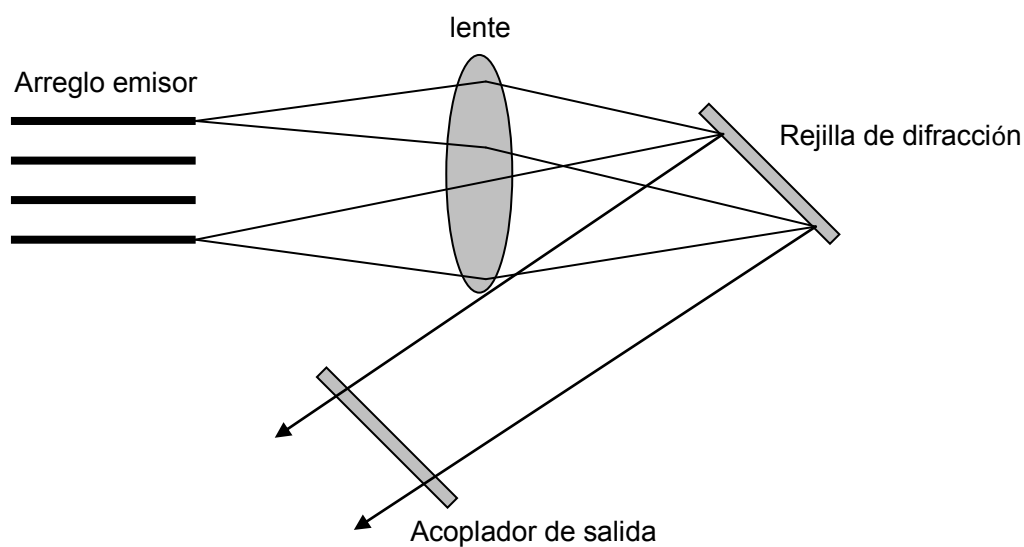
Una de las técnicas más utilizadas para el escalamiento de potencias es la llamada combinación de haces coherentes. Básicamente, esta técnica se basa en combinar varios haces con la misma longitud de onda para obtener como resultado un haz monocromático de mayor potencia que los haces

individuales y con mayor brillantez. En términos generales, esta técnica se puede dividir en dos: combinación lado a lado y combinación por abertura. Estas variantes se muestran en la figura 3.12.



**Figura 3.12 - Combinación coherente de haces; a) lado por lado, b) por apertura.**

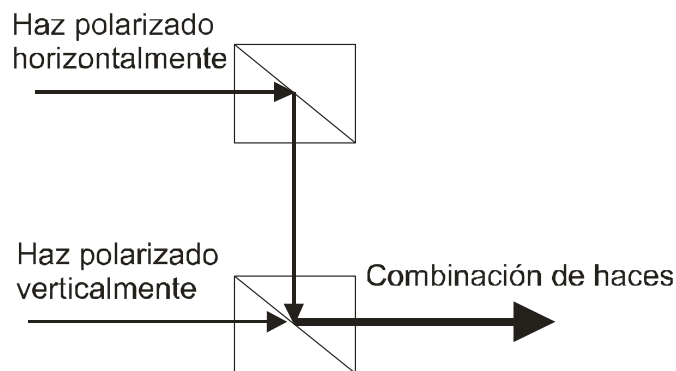
Otra de las técnicas para combinación de haces es la conocida como combinación espectral de haces. Esta técnica consiste en combinar una serie de haces de diferentes longitudes de onda por medio de elementos tales como prismas o rejillas de difracción. Esta combinación puede ser directamente de diodos de bombeo o de láseres de fibra. En la figura 3.13 se muestra un ejemplo de combinación de haces por longitud de onda.



**Figura 3.13 - Combinación de haces incoherentes.**

Mediante este método se han reportado eficiencias de combinación de hasta 95% sin degradar la calidad del haz [8]. Sin embargo, estos esquemas son difíciles de manipular y en la práctica resultan muy complejos. Otra desventaja de este sistema de bombeo es que el producto de la combinación de haces resulta en un haz con varias longitudes de onda, es decir, con un ancho espectral necesariamente mayor que el de los emisores individuales, lo puede ser una limitante para ciertas aplicaciones.

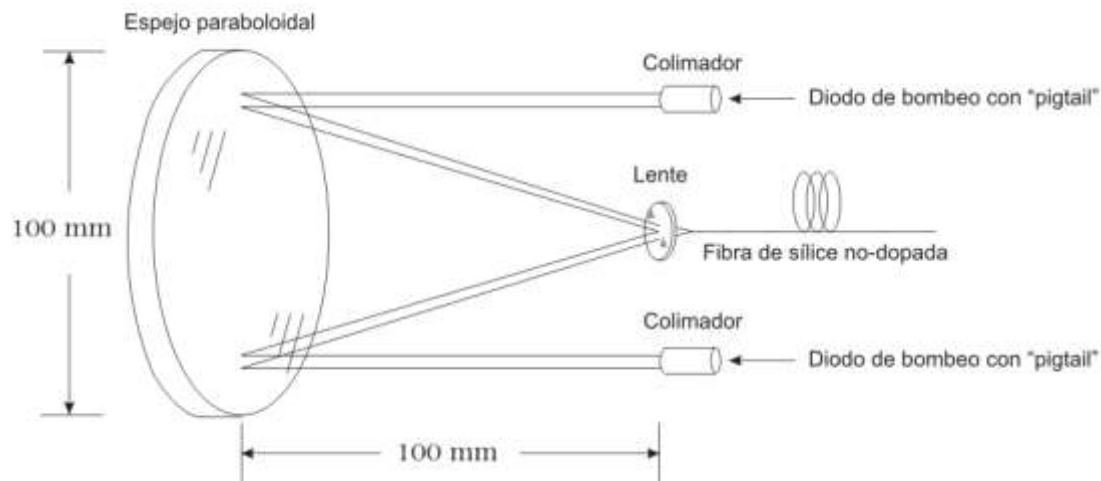
Por otra parte, se tiene la combinación de haces polarizados. En este caso, se tienen dos haces polarizados linealmente (figura 3.14). Uno de los haces cuenta con polarización horizontal y otro con polarización vertical. Por medio de polarizadores es posible combinar estos dos haces y obtener un haz no-polarizado con una brillantez cercana a la suma de las fuentes iniciales.



**Figura 3.14 – Esquema de combinador de haces polarizados.**

### 3.5 Combinador de Bombeo

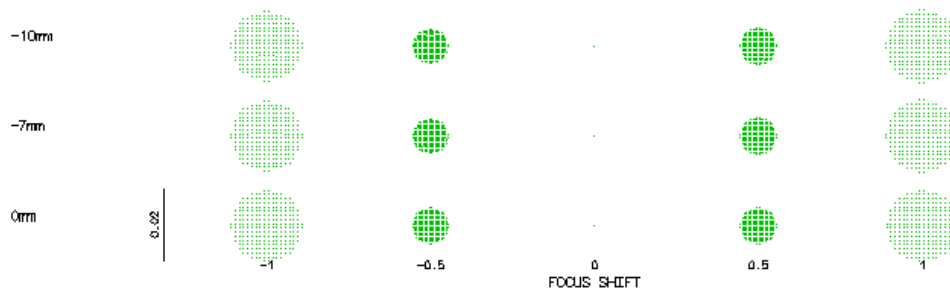
En este trabajo se propone y estudia teórica y experimentalmente un sistema enfocado al escalamiento de potencia de bombeo para láseres de fibra de doble revestimiento. Como se puede apreciar en la figura 3.15, este esquema de bombeo está basado en un espejo paraboloide.



**Figura 3.15 – Esquema de combinador de haces de bombeo.**

En este esquema se tienen dos o más fuentes de bombeo colocados en forma paralela al eje óptico de un espejo paraboloide. El espejo tiene una película delgada de oro, lo que eleva su reflectividad y por lo tanto, reduce las pérdidas por reflexión. Las fuentes de bombeo son diodos láser conectados radialmente a un disco por medio de "pigtaills" y conectores con colimadores. En la parte central del disco se encuentra una lente que permite enfocar los haces provenientes de las distintas fuentes hacia la fibra. Uno de los factores más importantes a considerar es la apertura numérica (NA). En este caso, el espejo se diseñó con un NA de 0.325. Dado que la NA de la fibra es  $>0.4$ , se garantiza una eficiencia de bombeo aceptable.

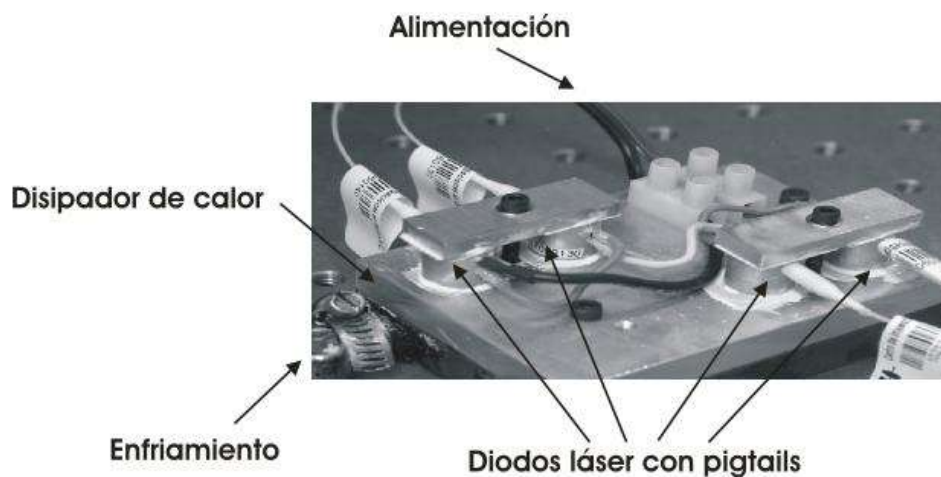
La simulación del sistema fue realizado por medio del programa de diseño óptico comercial OSLO. En el programa se consideró al espejo perfectamente paraboloide con un radio de curvatura de 200 mm, con un diámetro de 100 mm. También se consideró que los haces de bombeo están perfectamente paralelos al eje óptico del espejo. Uno de los parámetros más importantes a considerar en sistemas de bombeo óptico de espacio libre es el tamaño de la mancha del haz a la distancia focal. En este caso se encontró que a distancias menores de 1 mm de la distancia focal, el tamaño de la mancha es inferior a 200  $\mu\text{m}$  [9] tal como se muestra en la fig. 3.16.



**Figura 3.16 – Simulación del tamaño de la mancha del haz.**

### 3.5.1 Arreglo experimental

El arreglo experimental del combinador de haces de bombeo se puede dividir en tres partes: las fuentes de bombeo, el sistema de alineación y el espejo paraboloide. Las fuentes de bombeo se montaron sobre la estructura que se muestra en la figura 3.17. Los diodos láser son alimentados con una fuente de alta potencia marca Thorlabs, modelo LDC 3065 con una salida máxima de corriente de 65A/ 5V con modo de operación continuo. Los diodos láser son montados a un disipador de calor el cual es enfriado mediante un sistema de circulación de agua. Cada diodo esta conectado a una fibra *pigtail* la cual se conecta en el otro extremo al sistema de alineación.



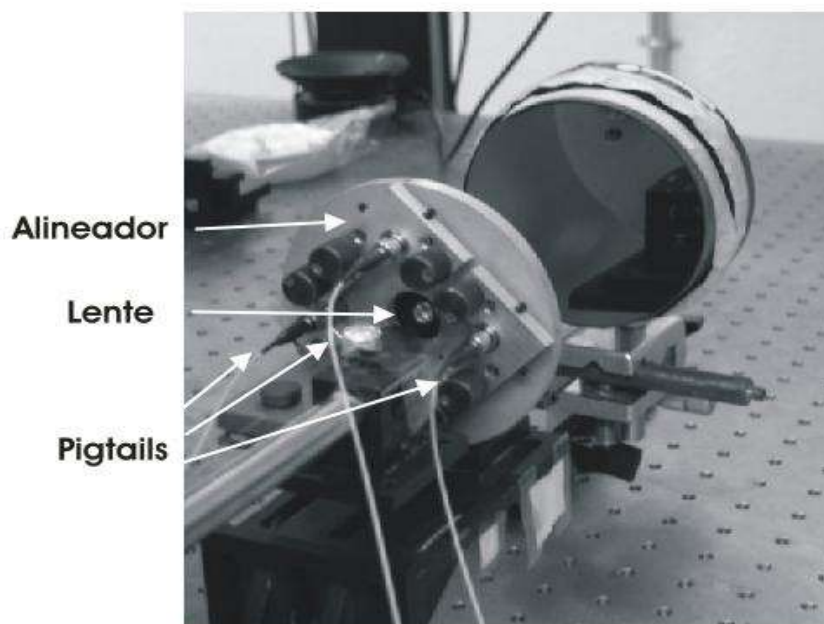
**Figura 3.17 – Fuentes de bombeo para combinador de haces.**

Las características de los diodos de bombeo se muestran en la tabla 3.1.

*Tabla 3.1. Características de diodos láser utilizados*

Potencia máxima	5 W
Longitud de onda	915 nm
Diámetro de núcleo de la fibra inyectora	100 $\mu\text{m}$
NA de la fibra pigtail	0.2

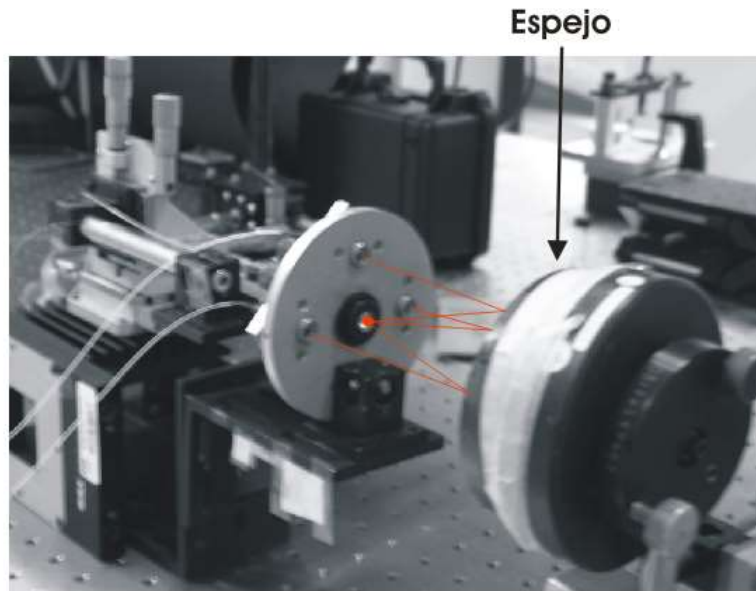
En los extremos de las fibras pigtails de bombeo se colocaron colimadores (F220SMA) de  $\text{NA}=0.27$  de manera paralela al eje óptico del espejo. Cada uno de estos colimadores son montados radialmente en una plataforma circular en cuya parte central está colocado un conector comercial (SMA901) antes de una lente enfocadora (ver figura 3.18). Además, cada colimador está montado sobre un sistema de alineamiento independiente para optimizar la eficiencia de acoplamiento.



**Figura 3.18 – Sistema de alineamiento del combinador.**

### Capítulo 3: Dispositivos de bombeo óptico en láseres de fibra

Finalmente, el espejo paraboloide se encuentra montado a una distancia de 10 cm de los colimadores y del lente central, lo que permite concentrar todos los haces de bombeo hacia la lente (figura 3.19).

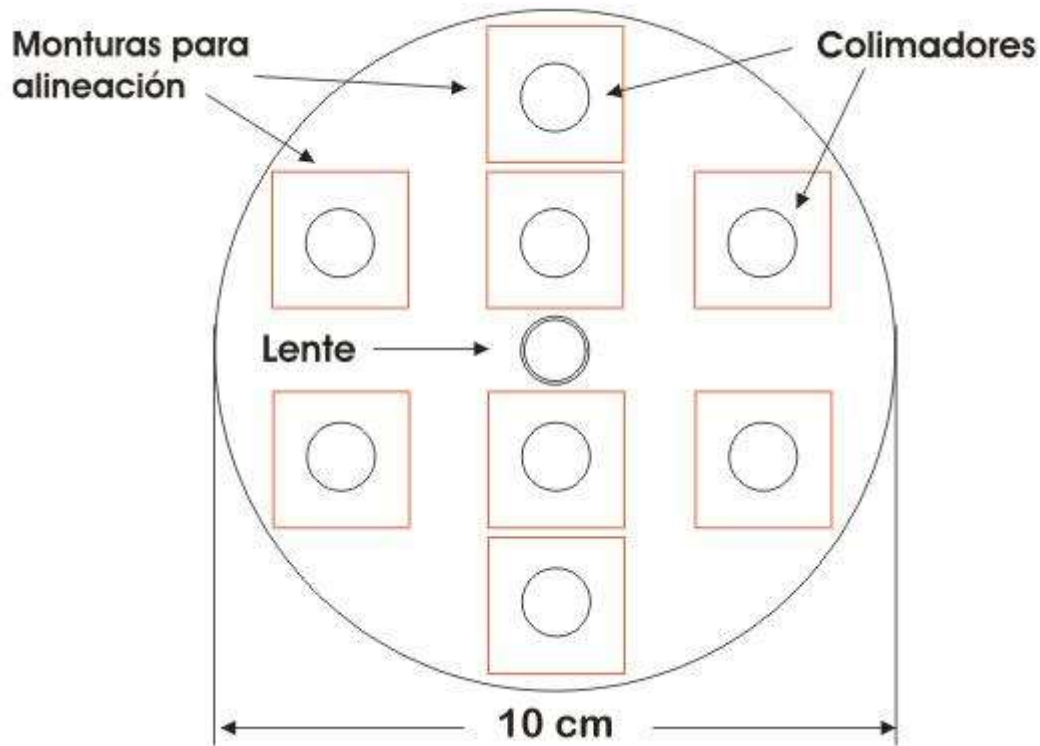


**Figura 3.19 – Combinación de haces mediante espejo**

#### **Resultados**

Se midieron eficiencias de acoplamiento utilizando de uno a tres diodos de bombeo. Los resultados muestran una eficiencia de 75% para un diodo, 73% para dos y 72 % en el caso de tres.

Si consideramos tanto el tamaño real del espejo paraboloide de diámetro de 100 mm como las dimensiones de la montura circular que tienen los conectores SMA de los diodos láser, el máximo número de diodos estimados son ocho (fig. 3.20). Esto es considerando que cada colimador tenga un diámetro de 1 cm y cada montura para alinear los colimadores tengan un área de 4 cm<sup>2</sup>. Por lo tanto, si cada diodo láser tiene 5 W de potencia de bombeo, la máxima potencia de bombeo que se podría alcanzar con este arreglo considerando una eficiencia de aproximadamente 72% sería  $P_{max} \approx 30$  W. Sin embargo, esta potencia se podría incrementar usando un espejo paraboloide de diámetro mayor.



**Figura 3.20 – Configuración de ocho diodos láser para escalamiento de potencias en combinador de haces.**

### Discusión

En el combinador de haces propuesto se logró una potencia de acoplamiento mayor a 70% para 3 fuentes de bombeo funcionando simultáneamente. A pesar de que este porcentaje puede ser considerado aceptable, se encuentra por debajo de la eficiencia de acoplamiento de combinadores de bombeo comerciales como los de fusión de fibra los cuales pueden alcanzar hasta 90%. Sin embargo los combinadores por fusión están limitados a potencias menores a 100 W además de ser difíciles de fabricar.

En el caso del combinador de espacio libre propuesto en este trabajo, la potencia de entrada se puede escalar fácilmente y solamente está limitada por las dimensiones del dispositivo, las cuales se pueden incrementar para aumentar el número de fuentes, y por el límite de fractura térmico en la fibra.



### Capítulo 3: Dispositivos de bombeo óptico en láseres de fibra

Como se puede ver en los resultados, la eficiencia de acoplamiento tiende a bajar a medida que se incrementa el número de fuentes de bombeo. Una alternativa para corregir esta disminución sería diseñando un sistema de alineación más preciso.

## Conclusiones

En este capítulo se trataron dispositivos de bombeo óptico para láseres de fibra. En la primera parte, se describió a detalle el funcionamiento del diodo láser. Dado que el patrón de radiación del diodo es elíptico y típicamente la forma del núcleo de la fibra es circular, se pueden presentar problemas de acoplamiento. Con el objeto de minimizar este problema se desarrolló un programa en donde por medio de un arreglo de lentes, es posible optimizar la eficiencia de acoplamiento. Los resultados obtenidos numéricamente muestran una eficiencia del 84% y un tamaño de mancha del haz de 15  $\mu\text{m}$ . Este arreglo puede ser utilizado para bombear eficientemente láseres de fibra de doble revestimiento.

Por otra parte, después de repasar algunas técnicas de bombeo enfocadas a altas potencias, se propuso un nuevo esquema de combinación de haces de bombeo de espacio libre. Este esquema está basado en la concentración de haces mediante un espejo paraboloidal. Los resultados mostraron eficiencias de acoplamiento superiores a 70% para tres fuentes de bombeo simultáneas. Además de tener las ventajas de facilidad de alineación y simplicidad, este arreglo puede facilitar el escalamiento de potencias en láseres de fibra.

Uno de los láseres con mayor eficiencia a altas potencias es el de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ . En la siguiente sección se describen las características de este elemento. Además, se presenta un nuevo modelo para su funcionamiento en esquema de tres niveles.

## REFERENCIAS

- [1] John A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers*, John Wiley & Sons, 1995.
- [2] Pavel Peterka, et al, "Experimental demonstration of novel end-pumping method for double-clad fiber devices", *Optics Letters*, Vol. **31**, Issue 22, pp. 3240-3242, 2006.
- [3] L Goldberg, J Koplow, D Kliner, "High efficient 3 W side pumped Yb-fiber amplifier and laser", in *proc. Conference on lasers and Electro-optics*, Baltimore, USA, pp. 11-12, 1999.
- [4] A. Kosterin, V. Temyanko, M. Fallahi and M. Mansuripur, "Tapered fiber bundles for combining high-power diode lasers", *App. Optics*, Vol. **43**, No. 19, 3893-3900, 2004.
- [5] P. Yan, M. Gong, C. Li, P. Ou, and A. Xu, "Distributed pumping multifiber series fiber laser," *Opt. Express* **13**, 2699-2706 (2005).
- [6] SU Alam, J Nilsson, PW Turner, M Ibsen, AB Grudinin and A Chin, "Low cost multi-port reconfigurable erbium doped cladding pumped fiber amplifier," in *Proc. European Conference on Optical Communication*, Germany, paper 5.4.3, 2000.
- [7] B. M. Flusche, T. G. Alley, T. H. Russell, and W. B. Roh, "Multi-port beam combination and cleanup in large multimode fiber using stimulated Raman scattering," *Opt. Express* **14**, 11748-11755 (2006)
- [8] A. Ishaaya, V. Eckhouse, L. Shimshi, N. Davidson, and A. Friesem, "Improving the output beam quality of multimode laser resonators," *Opt. Express* **13**, 2722-2730 (2005)
- [9] R Selvas-Aguilar, A Martinez-Rios, I Torres-Gomez, "Power combiner for high-power diode lasers", *Fifth Symposium Optics in Industry, Proc. of SPIE*, Vol. 6046, 2006.
- [10] J.D. Minelly, W.L. Barnes, R.I. Laming, P.R. Morkel, J.E. Townsend, S.G. Grubb, and D.N. Payne, "Diode-array pumping of  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  co-doped

### Capítulo 3: Dispositivos de bombeo óptico en láseres de fibra

fibre lasers and amplifiers," IEEE Photonics Technology Letters, Vol. **5**(3), pp. 301-303 (1993).

[11] W.H. Loh, B.N. Samson, Z.E. Harutjunian, R.I. Laming, "Intracavity pumping for increased output power from a distributed feedback erbium fibre laser," Electronics Letters, Vol. **32**, pp. 1204-1205 (1996).

[12] KI Ueda, H Sekiguchi, and H Kan, "1KW cw output from fiber embedded laser", in Proc. Conference on lasers and Electro-optics, Long Beach, USA: post-deadline paper CPDC4, 2004.

## Capítulo 4

### *LÁSER DE FIBRA DOPADA CON IÓN $\text{Yb}^{3+}$*

---

En la primera parte de este capítulo se describen las características espectrales de absorción y emisión del ión de  $\text{Yb}^{3+}$  utilizado como dopante de fibra para emisión láser. También se describen los niveles de transferencia de energía para láseres de tres y cuatro niveles. En la segunda parte se detalla un nuevo esquema de sintonización de láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  de tres niveles con emisión en el rango de 975 a 984 nm utilizando el efecto de interferencia multimodal.

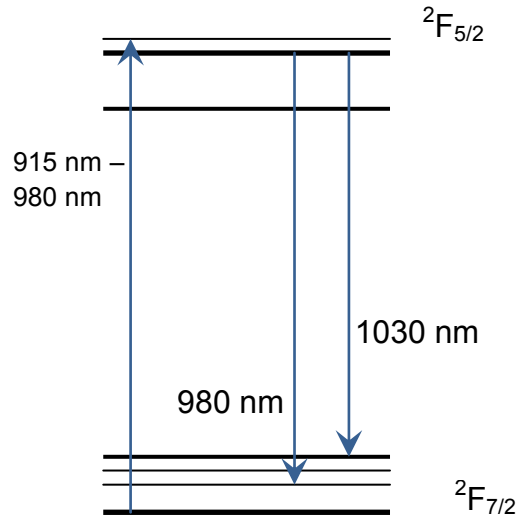
#### **4.1 Introducción**

En los últimos años se ha despertado el interés en el área del láser de fibra operando a 980 nm [1-2]. La principal motivación del estudio para la generación de esta emisión se encuentra en la banda de las telecomunicaciones como fuente de bombeo para amplificadores de fibra dopada con erbio. La ventaja del bombeo a esta longitud de onda en particular es que el nivel  $^4I_{3/2}$  del Er es la única banda en donde no existe absorción en estado excitado. Además, si se dobla la frecuencia del láser de Yb de 980 nm a 490, se convierte en candidato a reemplazar al láser de ión argón o al láser de zafiro utilizado en instrumentación, aplicaciones analíticas y biomédicas tales como citometría de flujo o en espectroscopia Raman. También, la emisión láser a 980 nm es adecuada para procedimientos neuroquirúrgicos dado que es mejor absorbido por el agua comparado con el mayormente utilizado láser de Nd:YAG a 1064 nm[3]. Además, sus características inherentes tales como alta eficiencia, pequeño volumen del medio activo, dado que éste es la propia fibra, alta potencia de salida y muy buena calidad del haz, representan ventajas importantes sobre tecnologías de láseres de bulto.

#### **4.2 Características del ión $\text{Yb}^{3+}$**

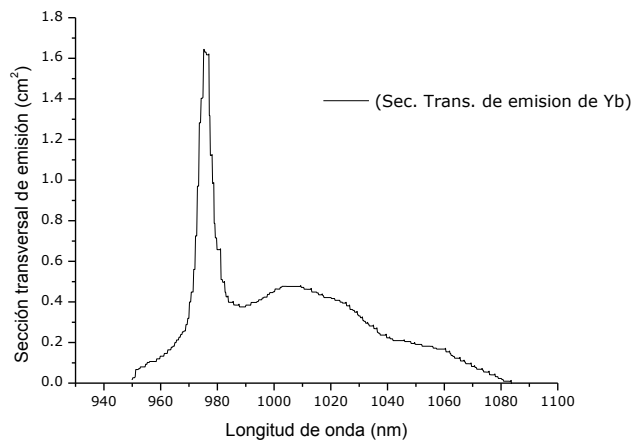
El ión Yb ha adquirido un rol primordial en el desarrollo de láseres de fibra. Una de sus características principales es que cuenta con un defecto cuántico muy bajo, lo que permite un mejor aprovechamiento de la energía de

bombeo. Otra de las características especiales de este ión es que cuenta con una estructura de niveles electrónicos muy simples: el estado base de  $^2F_{7/2}$  y el estado excitado de  $^2F_{5/2}$  (ver figura 4.1).



**Figura 4.1 - Diagrama de niveles de energía del  $\text{Yb}^{3+}$  en sílice.**

El láser de fibra de Yb puede ser bombeado por medio de diodos láser a 915 o 980 nm y puede operar a tres o cuatro niveles, con emisiones a 980 o a 1030 nm respectivamente. En la figura 4.2 se muestra la sección transversal de emisión de Yb en sílice, la cual indica la probabilidad de emisión en cierto rango de longitudes de onda.



**Figura 4.2 - Sección transversal de emisión de Yb.**

Una manera de determinar la sección transversal de absorción es usando la relación de los coeficientes de Einstein. Esto lleva a la siguiente relación entre secciones transversales de absorción y emisión:

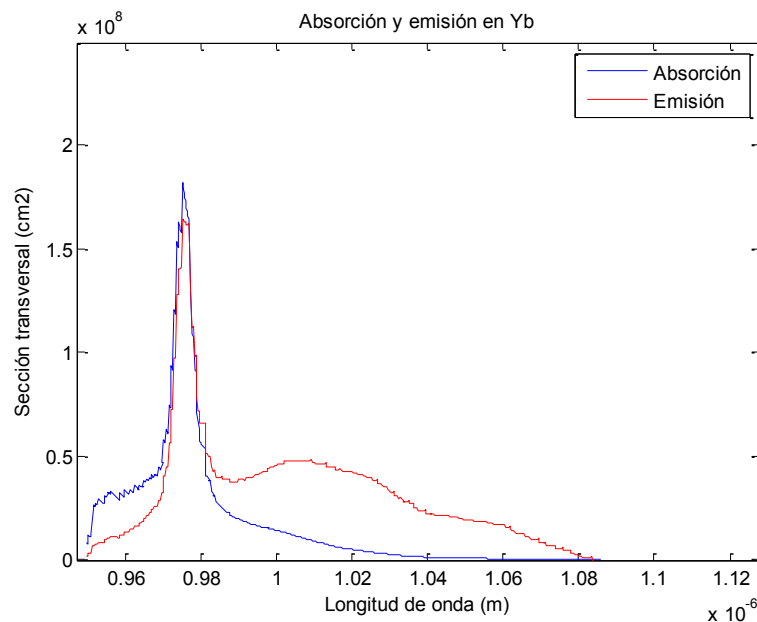
$$g_a \int \nu^2 \sigma_{a,b}(\nu) d\nu = g_b \int \nu^2 \sigma_{b,a}(\nu) d\nu \quad , \quad (4.1)$$

donde  $g = 2J + 1$  son las degeneraciones de los multiplets envueltos.

Otra opción es utilizar la teoría de McCumber [4], con la suposición de que el tiempo requerido para establecer una distribución térmica dentro de cada doblamiento sea corto comparado con el tiempo de vida de ese doblamiento. Las secciones transversales de absorción y emisión están relacionadas mediante la ecuación de McCumber.

$$\sigma_{abs}(\nu) = \sigma_{emi}(\nu) \exp\left(\frac{h\nu - E_0}{k_B T}\right) \quad , \quad (4.2)$$

donde  $E_0$  es dependiente de la temperatura y puede calcularse a partir de la energías de los niveles de Stark. De esta manera, se pueden obtener las secciones transversales de absorción y emisión (ver figura 4.3).



**Figura 4.3 - Curvas de absorción y emisión de Yb con sílice como material huésped.**

Como puede verse de la figura 4.3, la sección transversal de emisión es alta alrededor de 980 nm. Sin embargo, la sección transversal de absorción tiene valores muy similares para esta longitud de onda. En ausencia de bombeo, cualquier señal alrededor de 980 es absorbida. Inclusive si ocurre emisión estimulada las emisiones son absorbidas. Con el objeto de alcanzar el umbral de láser, es necesario bombear el medio con tal intensidad que éste se vuelva transparente a la radiación láser. Esta intensidad ( $I_{PtransL}$ ) y su correspondiente razón de inversión de población ( $n_{2transpL}$ ) están dadas por:

$$I_{PtransL} = \frac{h\nu_p}{\left( \frac{\sigma_{aP}\sigma_{eL}}{\sigma_{aL}} - \sigma_{eP} \right) \tau_{fluo}} , \quad (4.3)$$

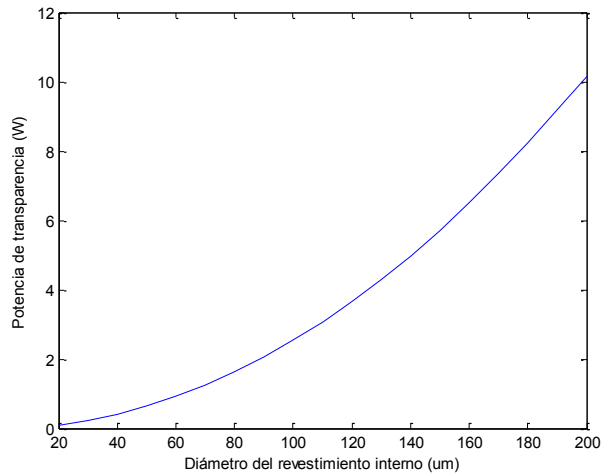
$$n_{2transpL} = \frac{\sigma_{aL}}{\sigma_{aL} + \sigma_{eL}} , \quad (4.4)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $\nu_p$  es la frecuencia de bombeo,  $\tau_{fluo}$  es el tiempo de vida de fluorescencia del ión Yb en sílice,  $\sigma_{eL}$ ,  $\sigma_{aL}$ ,  $\sigma_{eP}$ ,  $\sigma_{aP}$  son las secciones transversales de absorción y emisión para la señal y el bombeo respectivamente.

Si tomamos en cuenta los valores típicos de  $\sigma_{eL}=\sigma_{aL}=2.7 \cdot 10^{-20}$  cm<sup>2</sup> obtenemos que la razón de inversión de población es de 0.5. Esto significa que para poder alcanzar el umbral para una emisión a 980 nm, es necesario que al menos la mitad de los iones se encuentren en un estado excitado de energía. Además, si tenemos que  $\sigma_{aP}$  y  $\sigma_{eP}$  tienen valores de  $0.8 \cdot 10^{-20}$  cm<sup>2</sup> y  $5.3 \cdot 10^{-22}$  cm<sup>2</sup> respectivamente y  $\tau_{fluo}$  es de 0.9 ms, entonces  $I_{PtransL}=32 \cdot 10^3$  W/cm<sup>2</sup>. La potencia de transparencia  $P_{transL}$  es el producto de la  $I_{PtransL}$  y del área del revestimiento interno de la fibra  $S_g$ . Por lo tanto, para un valor típico de fibra con diámetro de revestimiento interno de 30 μm la potencia mínima de transparencia es de  $\approx 220$  mW.

En la figura 4.4 se muestra la respuesta de la potencia de transparencia para un rango de valores de diámetros de revestimiento internos de fibras de doble revestimiento.



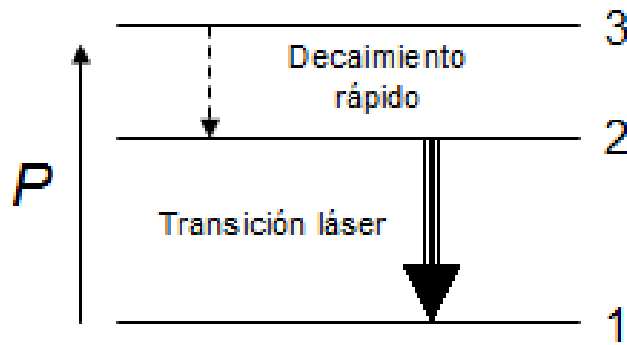


**Figura 4.4.- Relación entre las dimensiones de la fibra y la potencia de transparencia.**

### 4.3 Sistema de tres niveles

En el esquema de láser de tres niveles, el proceso de bombeo ocasiona que los átomos en estado base ó nivel 1 pasen directamente al estado superior de energía que en este caso es el nivel 3. El tiempo de vida de la población en el nivel 3 es muy corto, por lo que los átomos decaen rápidamente hacia el nivel 2. Este cambio en la población  $3 \rightarrow 2$  se produce mediante un proceso no-radiativo por lo que no contribuye a la emisión láser. Posteriormente, la población del nivel 2, que tiene un tiempo de vida mayor, pasa al nivel 1, lo que ocasiona la liberación de un fotón con energía  $E = h\nu$ .

En este esquema (ver figura 4.5), se puede considerar que el bombeo se realiza entre los niveles  $1 \rightarrow 2$ , dado que la transición entre el nivel 3 y 2 es muy rápida.



**Figura 4.5 - Esquema de láser de tres niveles.**

El proceso de bombeo se puede caracterizar por una razón  $P$ , de tal manera que  $PN_1$  representa el número de átomos por centímetro cúbico por segundo que van del nivel 1 al nivel 3. Entonces, la razón de cambio de la población  $N_1$  de átomos por centímetro cúbico en el nivel 1 es

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{\text{bombeo}} = -PN_1, \quad (4.5)$$

dato que, como se mencionó anteriormente, el bombeo transfiere átomos del nivel 1 al 3, pero estos decaen rápidamente al nivel 2, también podemos escribir

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{bombeo}} \approx \left(\frac{dN_3}{dt}\right)_{\text{bombeo}} = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{\text{bombeo}} = PN_1 \quad (4.6)$$

Esto es para la razón de cambio de la población del nivel 2 debido al bombeo. El decaimiento de los átomos del nivel  $2 \rightarrow 1$  puede ser descrita por

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{decaimiento}} = -\Gamma_{21}N_2 \quad (4.7)$$

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{\text{decaimiento}} = \Gamma_{21}N_2 \quad (4.8)$$

para los cambios de población asociados con el decaimiento del nivel 2. Por lo tanto, las razones total de cambio para los niveles de población 1 y 2 son

$$\frac{dN_1}{dt} = -PN_1 + \Gamma_{21}N_2 + \sigma\Phi_\nu(N_2 - N_1) \quad (4.9)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = PN_1 - \Gamma_{21}N_2 - \sigma\Phi_\nu(N_2 - N_1) \quad (4.10)$$

Estas ecuaciones implican la ley de la conservación

$$\frac{d}{dt}(N_1 + N_2) = 0 \quad (4.11)$$

ó

$$N_1 + N_2 = \text{constante} = N_T \quad (4.12)$$

En estado estacionario  $N_1$  y  $N_2$  no cambian en el tiempo. Por lo tanto, los valores de  $\bar{N}_1$  y  $\bar{N}_2$  satisfacen las ecuaciones totales de razón con  $\bar{N}_1 - \bar{N}_2 = 0$ . Si  $\Phi$  es muy pequeño se tiene que

$$\bar{N}_2 = \frac{P}{\Gamma_{21}} \bar{N}_1 \quad (4.13)$$

También tenemos

$$\bar{N}_1 + \bar{N}_2 = N_T \quad (4.14)$$

Las ecuaciones anteriores se pueden resolver para  $\bar{N}_1$  y  $\bar{N}_2$  para obtener

$$\bar{N}_1 = \frac{\Gamma_{21}}{P + \Gamma_{21}} N_T \quad (4.15)$$

Y

$$\bar{N}_2 = \frac{P}{P + \Gamma_{21}} N_T. \quad (4.16)$$

Por lo tanto, el umbral de inversión de población en estado estacionario es

$$\bar{N}_2 - \bar{N}_1 = \frac{P - \Gamma_{21}}{P + \Gamma_{21}} N_T \quad (4.17)$$

Si se quiere tener una inversión de población que permita una ganancia se debe tener

$$P > \Gamma_{21} \quad (4.18)$$

Lo cual indica que la razón de bombeo hacia el nivel superior debe ser mayor que la razón de decaimiento. La energía necesaria para bombear un átomo del nivel 1 al 3 es

$$E_3 - E_1 = h\nu_{31} \quad (4.19)$$

La potencia por unidad de volumen entregada a los iones para la inversión de población es

$$\frac{Pot}{V} = h\nu_{31} P \bar{N}_1 \quad (4.20)$$

Podemos escribir esto como

$$\frac{Pot}{V} = \frac{h\nu_{31} P \Gamma_{21}}{P + \Gamma_{21}} N_T \quad (4.21)$$

La razón mínima de bombeo para alcanzar una ganancia positiva es

$$P_{\min} = \Gamma_{21} \quad (4.22)$$

Finalmente, sustituyendo  $P_{\min}$  por  $P$  obtenemos

$$\left( \frac{Pot}{V} \right)_{\min} = \frac{1}{2} \Gamma_{21} N_T h\nu_{31} \quad (4.23)$$

En el sistema de tres niveles, a diferencia del sistema de cuatro niveles, el nivel 1 es el estado base. Una razón de bombeo  $R$ , ocasiona un aumento en la población en el nivel 3. Dado que la transición de  $N_3$  a  $N_2$  es muy rápida, esto es  $\tau_{32} \approx 0$ , se puede despreciar  $N_3$ . Entonces,

$$N_a = N_1 + N_2, \quad (4.24)$$

donde  $N_a$  representa la población total en el sistema.

Con esto se puede determinar  $N$  de la ecuación de estado estacionario lo cual da como resultado:

$$N = \frac{N_0}{1 + \tau_s W_i}, \quad (4.25)$$

donde

$$N_0 = 2R\tau_{21} - N_a \quad (4.26)$$

$$\tau_s = 2\tau_{21}. \quad (4.27)$$

Si consideramos que el decaimiento no-radiativo es muy pequeño, se puede reemplazar  $\tau_{21}$  por  $\tau_{sp}$ .

Para alcanzar la inversión de población en los sistemas de tres niveles se requiere una razón de bombeo  $R > N_a / 2\tau_{sp}$ . Entonces, para que la densidad de población  $N_2$  sea igual a la de  $N_1$  se requiere de una densidad de potencia considerable dada por  $E_3 N_a / 2\tau_{sp}$ . Uno de los problemas que se presentan para alcanzar la inversión de población se debe a la alta población en el estado base. Esto no ocurre en sistemas de cuatro niveles ya que el nivel 1 se encuentra generalmente vacío. La constante de tiempo de saturación de sistemas de tres niveles es el doble comparado con sistemas de cuatro niveles.

La diferencia de población está dada por:

$$N = \frac{N_0}{1 + \tau_s W_i}, \quad (4.28)$$

En este caso,

$$N_0 = \frac{N_a (t_{sp} W - 1)}{1 + t_{sp} W} \quad (4.29)$$

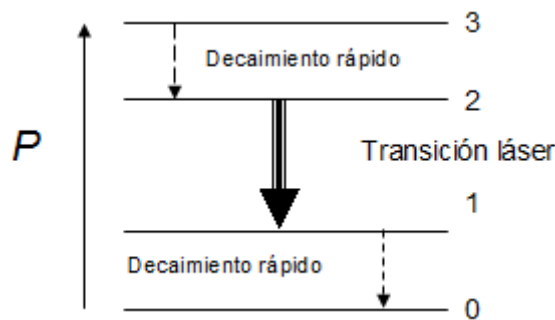
Y

$$\tau_s = \frac{2t_{sp}}{1 + t_{sp} W}. \quad (4.30)$$

#### 4.4 Sistema de cuatro niveles

El esquema básico del sistema de cuatro niveles se muestra en la fig. 4.6. Para propiciar la inversión de población es necesario suministrar una energía al sistema con una frecuencia  $E_3/h$ . El bombeo óptico genera una inversión de población del nivel 0 al nivel 3. El tiempo de vida de la población en el nivel 3 es muy corto por lo que rápidamente ocurre un decaimiento no-radiativo hacia el nivel 2. En este nivel, el tiempo de vida es largo y es en la transición del nivel 2 al nivel 1 en donde ocurre la emisión de fotones. Por último, el nivel tiene un decaimiento muy rápido hacia el estado base.

Dado que en este caso, a diferencia del esquema de tres niveles, el nivel de energía más bajo es el nivel 1, considerando a este el estado base. Esto ocasiona un menor promedio en la población en el estado base y como consecuencia el sistema es más propicio para la generación de inversión de población y por lo tanto para propiciar transiciones láser.



**Figura 4.6 - Esquema de láser de cuatro niveles.**

Considerando  $N_3 \approx 0$ , las ecuaciones de razón para el sistema láser de cuatro niveles son:

$$\frac{dN_0}{dt} = -PN_0 + \Gamma_{10}N_1 \quad (4.31)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\Gamma_{10}N_1 + \Gamma_{21}N_2 + \sigma(\nu)(N_2 - N_1)\Phi_\nu \quad (4.32)$$

Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión  $\text{Yb}^{3+}$

$$\frac{dN_2}{dt} = PN_0 - \Gamma_{21}N_2 - \sigma(\nu)(N_2 - N_1)\Phi_\nu \quad (4.33)$$

Donde  $P$  representa la razón de bombeo.  $\Gamma_{21}$  y  $\Gamma_{10}$  son las razones de decaimiento. Si consideramos que la población en el nivel 3 decae muy rápidamente al nivel 2, de acuerdo a la ley de la conservación

$$N_0 + N_1 + N_2 = \text{constante} = N_T \quad (4.34)$$

Si la razón de emisión estimulada es muy pequeña comparada con el bombeo y las razones de decaimiento, las ecuaciones de población en estado estacionario son:

$$\bar{N}_0 = \frac{\Gamma_{10}\Gamma_{21}}{\Gamma_{10}\Gamma_{21} + \Gamma_{10}P + \Gamma_{21}P} N_T \quad (4.35)$$

$$\bar{N}_1 = \frac{\Gamma_{21}P}{\Gamma_{10}\Gamma_{21} + \Gamma_{10}P + \Gamma_{21}P} N_T \quad (4.36)$$

$$\bar{N}_2 = \frac{\Gamma_{10}P}{\Gamma_{10}\Gamma_{21} + \Gamma_{10}P + \Gamma_{21}P} N_T \quad (4.37)$$

Por lo tanto, la inversión de población en estado estacionario de la transición láser es

$$\bar{N}_2 - \bar{N}_1 = \frac{P(\Gamma_{10} - \Gamma_{21})N_T}{\Gamma_{10}\Gamma_{21} + \Gamma_{10}P + \Gamma_{21}P} \quad (4.38)$$

Entonces el sistema de cuatro niveles con bombeo siempre tendrá una inversión de población en estado estacionario cuando

$$\Gamma_{10} > \Gamma_{21} \quad (4.39)$$

Esto es, cuando el nivel más bajo decae más rápidamente que el más alto. Cuando tenemos

$$\Gamma_{10} \gg \Gamma_{21}, P \quad (4.40)$$

Entonces  $N_0 \approx N_T, N_1 \approx 0$  y la ecuación de inversión se reduce a

#### Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

$$\bar{N}_2 - \bar{N}_1 \approx N_2 \approx \frac{P}{P + \Gamma_{21}} N_T \quad (4.41)$$

En ausencia de radiación, la diferencia de población en estado base está dada por:

$$N_0 = R\tau_2 \left( 1 - \frac{\tau_1}{\tau_{21}} \right) \quad (4.42)$$

Donde  $R$  representa la razón de bombeo.

Dado que la transición del nivel 2 al 1 es muy pequeña, se tiene que:

$$N_0 \approx Rt_{sp}, \quad (4.43)$$

$$\tau_s \approx t_{sp}, \quad (4.44)$$

Donde  $\tau_s = \tau_2 + \tau_1 \left( 1 - \frac{\tau_2}{\tau_{21}} \right)$  representa la constante de tiempo de saturación y

$t_{sp}$  significa el tiempo de emisión espontánea.

Por lo tanto,

$$N \approx \frac{Rt_{sp}}{1 + t_{sp}W_i}. \quad (4.45)$$

Donde  $W_i$  indica la probabilidad de transición entre niveles.

Tomando en cuenta que la población en los niveles 1 y 3 son muy pequeños, entonces  $N_1 \approx N_3 \approx 0$ . Bajo estas condiciones, la razón de bombeo puede aproximarse a

$$R \approx (N_a - N)W, \quad (4.46)$$

Donde  $N_a$  representa la densidad atómica total del sistema y  $W$  es la densidad de probabilidad de transición del bombeo.

Considerando las ecuaciones anteriores, la aproximación de la diferencia de población es:



$$N \approx \frac{t_{sp} N_a W}{1 + t_{sp} W + t_{sp} W_i}. \quad (4.47)$$

La diferencia de población exacta está dada por:

$$N = \frac{N_0}{1 + \tau_s W_i}, \quad (4.48)$$

donde

$$N_0 \approx \frac{t_{sp} N_a W}{1 + t_{sp} W}, \quad (4.49)$$

Y

$$\tau_s \approx \frac{t_{sp}}{1 + t_{sp} W}. \quad (4.50)$$

#### 4.5 Dinámica de transición

Uno de los aspectos que han llamado poderosamente la atención de las características del Yb es su amplio espectro de emisión. De acuerdo a algunos estudios realizados anteriormente [5-6] se han obtenido en láseres de fibra de Yb rangos cercanos a los 100 nm. Para estos estudios se requiere de conocimiento en los mecanismos y dinámica de transición del láser. Experimentos realizados en láseres de fibra dopada con tierras raras han demostrado que existe una dependencia de la longitud de onda para las transiciones de relajación en sistemas de tres niveles. Esto se puede entender tomando en cuenta el nivel de población térmica[7]:

$$\omega^2_{relax} = \frac{1}{\tau_c \tau_s} (1 + c \tau_c \sigma \eta f^1 N) (r - 1), \quad (4.51)$$

donde N representa el número total de iones activos, c es la velocidad de la luz,  $\sigma$  es la sección transversal de transición del láser,  $f^1$  es la fracción de ocupación térmica en el nivel láser más bajo, L representa la longitud total

## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

de la cavidad,  $l$  es la longitud del medio activo,  $n$  es el índice de refracción y  $\tau_c, \tau_s$  son los tiempos de vida de la transición láser y de la cavidad.

$$\eta = \frac{l}{[L + l(n-1)]} \quad (4.52)$$

En un el sistema láser de tres niveles, las transiciones no-radiativas ocurren muy rápidamente. Por esta razón, se puede simplificar el análisis si se considera como un sistema de dos niveles. El número total de iones esta dado por:

$$N_0 = \rho = N_1 + N_2 \quad (4.53)$$

Las ecuaciones de densidades de población para sistemas de dos niveles son:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -R_{12}N_1 + R_{21}N_2 - W_a N_1 + W_e N_2 + N_2 / \tau \quad (4.54)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = R_{12}N_1 - R_{21}N_2 + W_a N_1 - W_e N_2 - N_2 / \tau \quad (4.55)$$

Donde las razones de radiación están definidas como sigue:

$$\begin{aligned} R_{12} &= \frac{\sigma_p^a I_p}{h\nu_p}, \\ R_{21} &= \frac{\sigma_p^e I_p}{h\nu_p}, \\ W_a &= \frac{\sigma_s^a I_s}{h\nu_s}, \\ W_e &= \frac{\sigma_s^e I_s}{h\nu_s}, \end{aligned} \quad (4.56)$$

Donde  $I_s$  e  $I_p$  son las intensidades de la señal y del bombeo respectivamente y  $\sigma_p^a, \sigma_p^e, \sigma_s^e$  y  $\sigma_s^a$  son las secciones transversales de absorción de bombeo efectiva, emisión de bombeo, emisión de señal y absorción de señal.  $\nu_p$  y  $\nu_s$  representan las frecuencias del bombeo y de la señal respectivamente. En la ecuación (4.56)  $R_{12}N_1$  representa la absorción de bombeo,  $W_a N_1$  la

absorción en estado base,  $W_e N_2$  la emisión estimulada y  $N_2/\tau$  la emisión espontánea respectivamente.

Si consideramos el régimen en estado estacionario tenemos:

$$\begin{cases} N_1 = \rho \frac{1 + W_e \tau}{1 + (W_a + W_e)\tau + (R_{12} + R_{21})\tau}, \\ N_2 = \rho \frac{R_{12}\tau + W_e \tau}{1 + (W_a + W_e)\tau + (R_{12} + R_{21})\tau} = N_0 - N_1 \end{cases} \quad (4.57)$$

Sustituyendo las ecuaciones 4.57 en 4.58 obtenemos:

$$\begin{cases} N_1 = \rho \frac{\frac{1}{\tau} + \sigma_s^e I_s}{\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_s^a I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_s^e I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p^a I_p}{h\nu_p} + \frac{\sigma_p^e I_p}{h\nu_p}}, \\ N_2 = \rho \frac{\frac{\sigma_p^a I_p}{h\nu_p} + \frac{\sigma_s^a I_s}{h\nu_s}}{\frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_s^a I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_s^e I_s}{h\nu_s} + \frac{\sigma_p^a I_p}{h\nu_p} + \frac{\sigma_p^e I_p}{h\nu_p}} \end{cases} \quad (4.58)$$

En el caso general que  $k$  rayos (incluyendo el bombeo) se propagan en la fibra dopada, la ecuación de razón que describe la evolución temporal del nivel metaestable es:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{(\sigma_p^a N_1 - \sigma_p^e N_2)}{h\nu_p} I_p + \sum_{m=1}^{k-1} \frac{(\sigma_m^a N_1 - \sigma_m^e N_2)}{h\nu_m} I_m - \frac{N_2}{\tau}, \quad (4.59)$$

Las densidades de población en el régimen de estado estacionario de los  $k$  haces de bombeo y de la señal son:

$$N_2(r, \theta, z) = \rho(r, \theta, z) \frac{\frac{\sigma_p^a \tau}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z) + \sum_{m=1}^{k-1} \frac{\sigma_m^a \tau}{h\nu_m} I_m(r, \theta, z)}{1 + \frac{\tau(\sigma_p^a + \sigma_p^e)}{h\nu_p} I_p(r, \theta, z) + \sum_{m=1}^{k-1} \frac{\tau(\sigma_m^a + \sigma_m^e)}{h\nu_m} I_m(r, \theta, z)}, \quad (4.60)$$

$$\rho(r, \theta, z) = N_1(r, \theta, z) + N_2(r, \theta, z) \quad (4.61)$$

Si consideramos que la señal se propaga a lo largo de una fibra multimodo, los diferentes  $k$  haces pueden representar los diferentes modos que pueden viajar en la guía de onda óptica.

#### 4.6 Análisis numérico del sistema láser

El modelado del láser de fibra está basado en las ecuaciones de estado estacionario [8]. Para esto se consideran las señales de bombeo hacia adelante y hacia atrás, la señal generada en ambas direcciones, la reflectividad de los espejos y la longitud de la fibra como se aprecia en el figura 4.7.

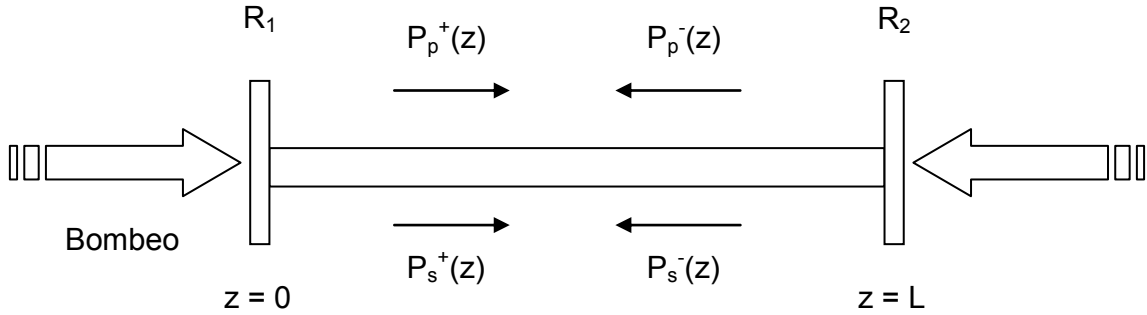


Figura 4.7. – Esquema para modelado de láser.

Con el objeto de simular las interacciones de bombeo y ASE (amplificación de emisión estimulada) se tiene el conjunto de ecuaciones [9]:

$$N = N_1 + N_2$$

$$\frac{N_2}{\tau} = \frac{\Gamma_{bom} \lambda_{bom}}{hcA} [\sigma_a(\lambda_{bom})N_1 - \sigma_e(\lambda_{bom})N_2] (I_{bom}^+ + I_{bom}^-) A_{ef_{bom}} + \sum_{i=1}^M \frac{\Gamma_{s_i} \lambda_{s_i}}{hcA} [\sigma_a(\lambda_{s_i})N_1 - \sigma_e(\lambda_{s_i})N_2] (I_{s_i}^+ + I_{s_i}^-) A_{ef}$$

$$\frac{dI_{bom}^{\pm}}{dz} = \mp \Gamma_{bom} [\sigma_a(\lambda_{bom})N_1 - \sigma_e(\lambda_{bom})N_2] I_{bom}^{\pm} \mp \alpha_{bom} I_{bom}^{\pm}$$

$$\frac{dI_{s_i}^{\pm}}{dz} = \mp \Gamma_{s_i} [\sigma_a(\lambda_{s_i})N_1 - \sigma_e(\lambda_{s_i})N_2] I_{s_i}^{\pm} \mp \alpha_{s_i} I_{s_i}^{\pm} \pm 2\sigma_e(\lambda_{s_i}) \frac{N_2}{A_{ef}} \cdot \frac{hc^2}{\lambda_{s_i}^3} \Delta\lambda_s \quad (4.62)$$

En el conjunto de ecuaciones (4.62),  $N$  representa la concentración de Yb,  $N_1$  es la cantidad de población en el estado base,  $N_2$  es la cantidad de iones en estado excitado,  $\sigma_a$  y  $\sigma_e$  son las secciones transversales de absorción y emisión respectivamente.  $I_{bom}$  es la intensidad de bombeo e  $I_{sj}$  es la intensidad de la señal para distintos valores de  $M$  longitudes de onda.  $\Delta\lambda_s$  es la resolución espectral.  $\lambda_j$  representa la longitud de onda ya sea del bombeo (*bom*) o de la señal ASE (*s*).  $\tau$  es el tiempo de vida de la emisión espontánea.  $A$  es el área dopada de la fibra.  $A_{ef}$  y  $A_{efbom}$  son el área modal de la señal y del bombeo respectivamente.  $\Gamma_{bom}$  y  $\Gamma_s$  son los factores de traslape entre el área dopada y el bombeo.  $\alpha_{bom}$  y  $\alpha_s$  son los coeficientes de atenuación para la fibra en bombeo y en ASE. En la figura 4.8 se observa la simulación de las señales del láser de fibra de Yb<sup>3+</sup> para una longitud de la fibra fija. Como se puede apreciar, existe una competencia entre las señales a 975 y 1030 nm. El análisis de las señales se presenta en la siguiente sección.

#### 4.6.1 Modelado de la cavidad óptica

Si se toman en cuenta las condiciones de frontera, es posible modelar diferentes configuraciones de resonadores ópticos mediante:

$$\begin{aligned}
 I_{bom}^+(0) &= \eta_1 \cdot (1 - R_1(\lambda_{bom})) \frac{P_{bom2ent}}{A_{efbom}} + R_1(\lambda_{bom}) \cdot I_{bom}^-(0) \\
 I_{bom}^-(L) &= \eta_2 \cdot (1 - R_2(\lambda_{bom})) \frac{P_{bom2ent}}{A_{efbom}} + R_2(\lambda_{bom}) \cdot I_{bom}^+(L) \\
 I_{s_e}^+(0) &= R_1(\lambda_{s_e}) \cdot I_{s_e}^-(0) \\
 I_{s_e}^-(L) &= R_2(\lambda_{s_e}) \cdot I_{s_e}^+(L)
 \end{aligned} \tag{4.63}$$

donde  $P_{boment}$  y  $P_{bomb2ent}$  representan las potencias de bombeo acopladas a cada extremo de la fibra, esto es, para  $Z=0$  y  $Z=L$  respectivamente. Lo anterior, permite el análisis de sistemas láser con bombeo en ambos extremos. La eficiencia de bombeo en ambos extremos de la fibra está dada por las variables  $\eta_1$  y  $\eta_2$ .  $R_1(\lambda)$  y  $R_2(\lambda)$  representan los valores de

reflectividad en función de la longitud de onda en los extremos de la fibra. Como puede observarse, con este modelo es posible incluir espejos dicróicos, lo cual es muy común en los arreglos experimentales. Este modelo considera solamente los modos transversales, sin embargo, para efectos prácticos se pueden despreciar los modos longitudinales en la cavidad óptica.

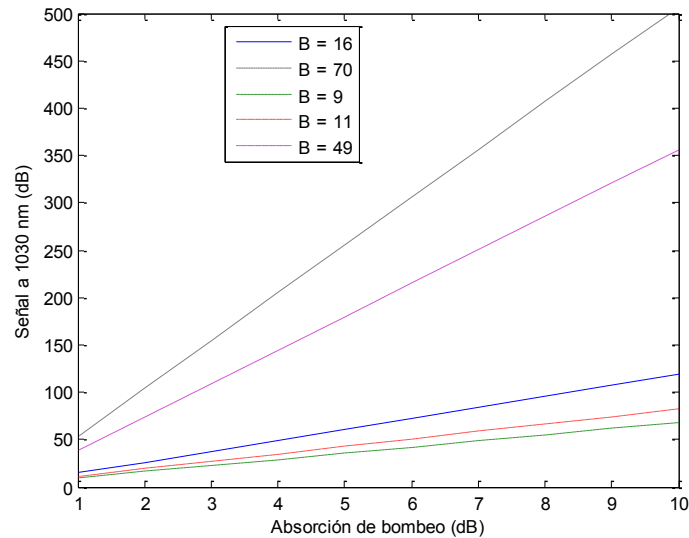
#### 4.7 Competencia entre señales de tres y cuatro niveles en láser de $\text{Yb}^{3+}$

El comportamiento del láser de fibra de  $\text{Yb}^{3+}$  puede analizarse tomando en cuenta el bombeo a una longitud de onda de 915 nm y las señales que se pueden generar. Estas últimas pueden variar en longitud de onda dependiendo del co-dopante del material. En este caso consideramos la emisión a tres niveles a 975 nm y la emisión a cuatro niveles a 1030 nm. La ec. (1) describe la competencia entre ambas señales en decibeles [10].

$$G^{1030} = 0.25G^{975} + 0.72\beta\alpha^P \quad (4.64)$$

En la ec. (4.64),  $G^{1030}$  y  $G^{975}$  representan las señales generadas a 1030 nm y 975 nm respectivamente;  $\beta$  significa una razón entre el área del revestimiento y el área del núcleo; y  $\alpha^P$  corresponde a la absorción de bombeo. Tomando en cuenta la fibra *HD709-JAC* con características de diámetro de núcleo de 7  $\mu\text{m}$  y con diámetro de revestimiento interno de 28  $\mu\text{m}$ , se tiene que  $\beta = 16$ . Si consideramos una ganancia a 975 nm  $G^{975} = 13$  dB, entonces la ganancia indeseada a 1030 nm para una absorción de bombeo de 10 db es de  $\approx 120$  dB (ver figura 4.10). Esta ganancia indeseada es mayor de lo que es posible filtrar por lo que para sistemas de tres niveles, estas condiciones no son las ideales, ya que se busca que predomine la emisión de tres niveles.

En la figura 4.8 se muestra el comportamiento de la señal a 1030 nm en función de la absorción de bombeo para un valor fijo de la señal deseada a 975 nm de 13 dB y para valores del parámetro  $\beta$  en el rango de 9 a 70.



**Figura 4.8 - Respuesta de la señal de cuatro niveles a 1030 nm para 13 dB de señal a 975 nm.**

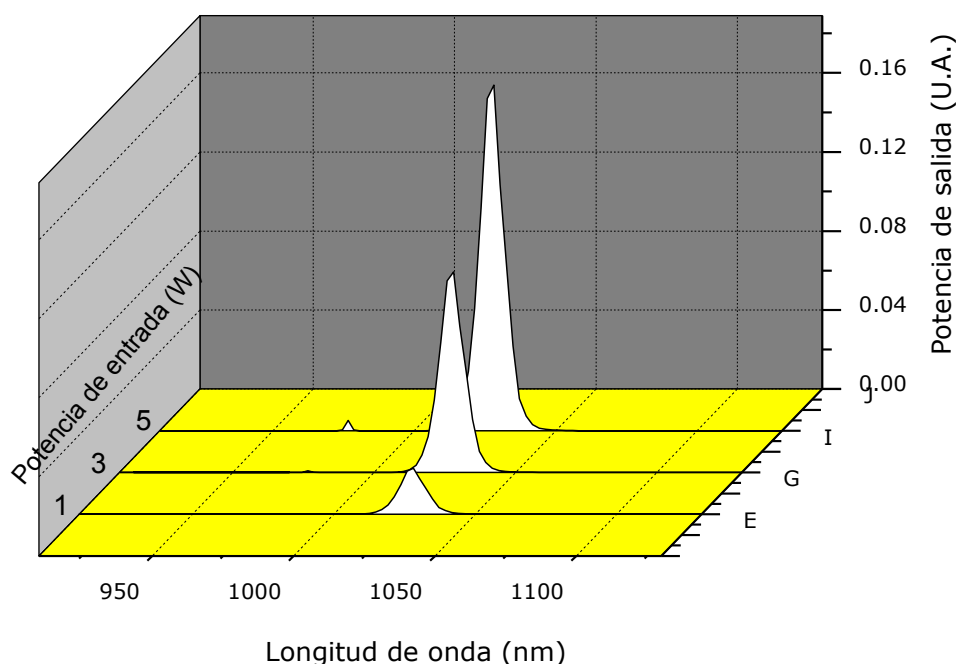
Como se puede apreciar en la figura 4.8, la señal indeseada es inversamente proporcional a la absorción de bombeo. Por lo tanto, en la práctica, la señal indeseada se puede atenuar disminuyendo la longitud de la fibra dopada. En este caso, la atenuación de la fibra es de 10 dB/m, por lo tanto la figura 4.8 corresponde a valores de señal en un rango de 10 a 100 cm. Otra característica importante en el diseño de fibras láser es el parámetro  $\beta$ . En la figura 4.8 se observa las pendientes mayores para los valores de  $\beta$  de 70 y 49. Estos valores corresponden a fibras de doble revestimiento convencionales. A medida que el parámetro  $\beta$  disminuye, también se reduce la diferencia entre las dos señales predominantes.

Como conclusión, se realizaron simulaciones numéricas de un sistema de láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ . El modelo está basado en las ecuaciones de razón en estado estacionario. Para reducir la longitud de onda indeseada se hizo un estudio del impacto del parámetro  $\beta$  y de la absorción de bombeo. Se encontró que las condiciones deseables de la fibra para una mejor señal a tres niveles ( $G_{1030} < 40\text{dB}$ ) se encuentran para valores de  $\beta$  menores de 16 y con absorción de bombeo  $< 3$  dB.

#### 4.8 Resultados de simulaciones de láser de Yb

Con el objeto de analizar la competencia entre señales, se realizaron simulaciones para diferentes longitudes de la fibra y considerando tres potencias de entrada para cada segmento.

En el primer caso se analizó en función de potencias de entrada de 1, 3 y 5 W para una longitud de fibra de 69 cm. Como se puede apreciar en la figura 4.9, las señales predominantes están alrededor de 1030 nm. A medida que aumenta la potencia de entrada, se observa un ligero aumento de la señal a 980 nm aunque esta es relativamente pequeña. En este caso la diferencia entre señales es muy grande por lo que aun utilizando filtros que atenúen la señal indeseada, sería muy complicado resaltar la señal de tres niveles. Por este motivo, es necesario optimizar la longitud de la fibra.

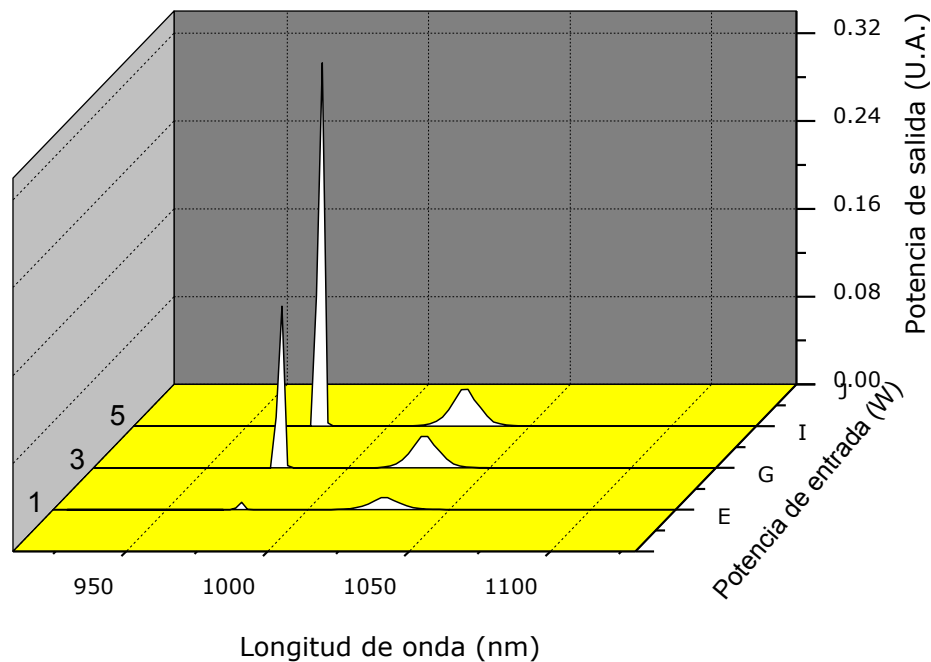


**Figura 4.9 - Comportamiento de señales para fibra dopada de longitud de 69 cm.**



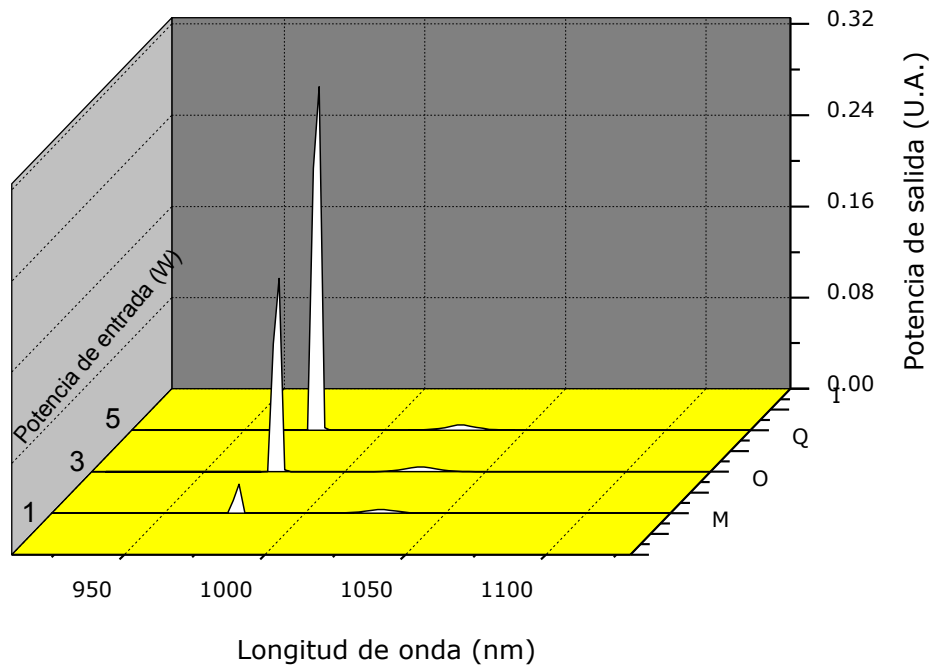
## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

En el segundo caso, se consideró una longitud de 49 cm. Para este valor se observa ya una señal predominante alrededor de 980 nm para potencias de entrada de 3 a 5 W (ver figura 4.10).



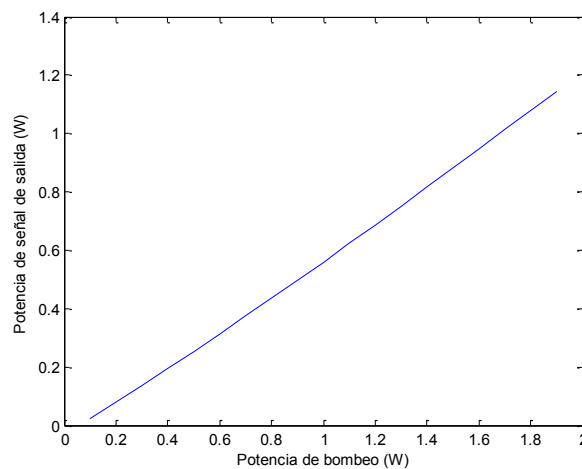
**Figura 4.10 - Comportamiento de señales para fibra dopada de longitud de 49 cm.**

Por último, se simularon las señales para una longitud de la fibra de 39 cm. En este caso, se observó que para las tres potencias de entrada, las señales de 980 nm tienen magnitudes de potencia considerablemente mayores a las señales alrededor de 1030 nm. Por esta razón, que teóricamente la longitud óptima de la fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  para emisión láser en esquema de tres niveles es de 39 cm.



**Figura 4.11 - Comportamiento de señales para fibra dopada de longitud de 39 cm.**

En la figura 4.12 se muestra la relación bombeo-señal en la fibra HD-709.



**Figura 4.12 - Eficiencia de fibra dopada con Yb HD-709.**

#### 4.9 Efecto de Interferencia Multi-Modo (MMI) en fibra óptica

El efecto de interferencia multi-modo fue observado por primera vez en fibras ópticas, por Allison [11]. Este efecto consiste en que al transmitir una señal de una fibra monomodal a una multimodal (figura 4.13), se produce interferencia entre los modos lo cual genera un efecto de re-imagen, es decir, que la señal original (de la fibra monomodo) se reproduce a intervalos periódicos en la fibra multimodal.



**Figura 4.13 – Empalme de fibras monomodo-multimodo para generar el efecto MMI.**

La reproducción de los campos de entrada en la fibra multimodal ocurre si se satisface la siguiente condición para todos los modos N:

$$(\beta_n - \beta_1)z_{re-imagen} = \Delta\beta_n z_{re-imagen} = m_n 2\pi , \quad (4.65)$$

donde  $\beta_n$  representa la constante de propagación para el  $n$  modo,  $\beta_1$  es la constante de propagación del primer modo y  $z_{re-imagen}$  es la distancia a la cual se reproduce la señal original.

Si consideramos que  $m_n$  es un número entero significa que la diferencia de fases entre dos estados excitados es múltiplo de  $2\pi$ , esto es, que todos los modos excitados están en fase.

La generación del efecto MMI ha tenido importantes aplicaciones e.g. como sensor de desplazamiento, sintonización de láser de fibra óptica o filtro. En este trabajo se emplea el efecto de re-imagen con el fin de obtener emisión láser a tres niveles como se describe en la siguiente sección.

#### **4.10 Sintonización novedosa del láser de $\text{Yb}^{3+}$ a 980 nm**

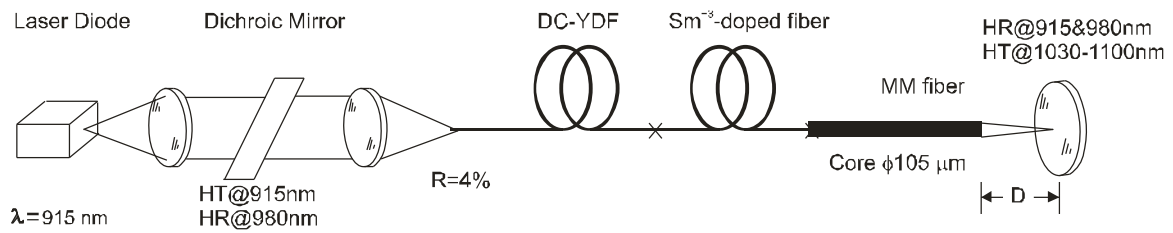
La longitud de onda de operación típica del láser de fibra dopada con ión Yb es de 1030 nm. Por otra parte, se tiene la emisión a 980 nm, la cual es más difícil manejar dado que es de tres niveles. El principal problema que se presenta para la emisión a esta longitud de onda es que normalmente compite con la emisión a cuatro niveles de 1030 nm, siendo esta última la predominante. Una manera de enfrentar este problema es mediante la fibra de revestimiento de aire. Esta fibra, que cuenta con una abertura numérica grande y un área pequeña del revestimiento interno, se ha utilizado como fuente a 980 nm. Sin embargo, la complejidad del sistema lo hace poco atractivo. Otro inconveniente se presenta cuando se busca sintonizar a esta longitud de onda, ya que el sistema se vuelve inestable y poco confiable. Algunos ejemplos para eliminar la emisión de cuatro niveles son las fibras tipo W [11], las fibras huecas [12] o las fibras con dopantes en anillo [13].

En este trabajo se propone un esquema utilizando una fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  con revestimiento de aire, para una emisión eficiente a 980 nm. Además, se puede sintonizar alrededor de este valor de longitud de onda usando el efecto de interferencia multimodo.

##### **4.10.1 Esquema**

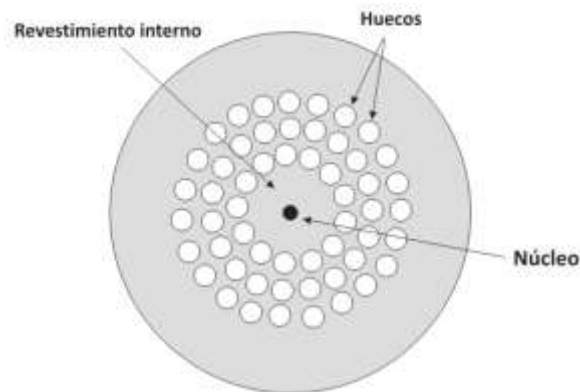
En la figura 4.14 se muestra el arreglo propuesto. El esquema para la emisión a 980 nm consiste básicamente en una fuente de bombeo, una fibra de doble revestimiento dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  (fig. 4.15), elemento atenuador (fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$ ) y un sistema de sintonización basado en el efecto de interferencia multi-modo (MMI) en el cual se fusionan una fibra monomodo y otra multi-modo para generar este efecto. Posteriormente, se realiza el proceso de sintonización por medio de un espejo colocado a la salida de la fibra multi-modo.

## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$



**Figura 4.14 - Arreglo experimental de un láser sintonizable de fibra de doble revestimiento dopada con Yb basado en el efecto de interferencia multimodo.**

En este arreglo, la fibra de doble revestimiento es una fibra especial con revestimiento de aire cuyas características principales se muestran en la tabla 4.1.



**Figura 4.15 - Vista transversal de la fibra dopada de  $\text{Yb}^{3+}$  con revestimiento de aire (HD709-JAC).**

La fibra HD709-JAC, comparada con las fibras de doble revestimiento convencionales, tiene la característica que el revestimiento interno está formado por pequeños orificios de aire. Por esta razón, este tipo de fibras tienen aberturas numéricas (NA's) altas. En este caso, la NA es de 0.5, lo cual facilita el proceso de alineación para esquemas de bombeo de espacio libre. Además, conforme se aumenta la potencia de bombeo, se requieren de fibras con mayor NA para lograr eficiencias de acoplamiento de bombeo aceptables. Por lo tanto, esta fibra es apta para el escalamiento de potencias.

Tabla 4.1 - Características de la fibra dopada con Yb<sup>3+</sup> de doble revestimiento

Fibra	HD709-JAC
Dopantes	Yb <sup>3+</sup> /Ge
Concentración	3000 ppm
Tipo	Doble revestimiento
Revestimiento externo	100 μm
Revestimiento interno	27 μm
Diámetro del núcleo	8 μm

#### 4.10.2 Modelado

Para el análisis numérico, basamos nuestros estudios en la utilización de una longitud de onda de bombeo de 915 nm, una emisión deseada a 975 nm y una emisión no-deseada a 1030 nm. La fibra utilizada está compuesta de aluminosilicato. Tomando en cuenta sus secciones transversales, su ganancia será [11]:

$$G^{1030} = 0.25G^{975} + 0.72 \left( \frac{\Gamma^S}{\Gamma^{915}} \right) \alpha_{op}^{915}, \quad (4.65)$$

donde:

$G^{1030}$  representa la ganancia indeseada a 1030 nm;

$G^{975}$  es la ganancia deseada a 975 nm;

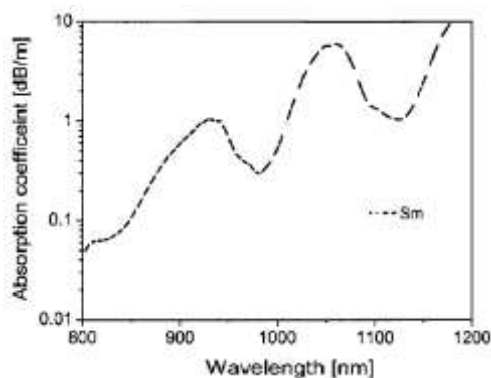
$\Gamma^S$  es el traslape con el modo de la señal a 915 o 1030 nm;

$\Gamma^{915}$  es el traslape entre la región dopada con Yb<sup>3+</sup> y la señal de bombeo a 915 nm.

## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

Uno de los problemas principales del láser de tres niveles es su alto valor de umbral. Para un láser de fibra dopada de Yb de doble revestimiento con un diámetro interno de 50  $\mu\text{m}$ , la potencia de bombeo debe ser mayor a 1 W para obtener emisión a 980 nm. Una de las formas de reducir este valor es por medio de fibras ópticas especiales. En este caso, se utilizó la fibra de revestimiento de aire (HD709-JAC). De acuerdo a nuestras estimaciones, esto corresponde a un umbral por debajo de 300 mW con una absorción de bombeo de 5 dB. La eficiencia de conversión fue estimada en 40 % usando un simulador numérico de láser de fibra.

Normalmente el láser de fibra dopada con Yb con fibra de revestimiento de aire tiene una absorción de 5 dB a 915 nm y 10 dB de ganancia en el rango de 975 a 985 nm, tendrá una ganancia indeseada a 1030 nm de 32 dB. El objetivo del esquema propuesto en este trabajo es eliminar la ganancia indeseada. Este esquema consta de un diodo de bombeo a 915 nm, seguido de un colimador, un espejo dicróico (alta transmisión a 915 nm y alta reflectividad a 980 nm) y una lente. A continuación se encuentra una fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  con cortes perpendiculares en sus extremos que proporcionan reflexión de Fresnel ( $R = 4\%$ ). El extremo de salida de esta fibra es empalmado a fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$  con una longitud de 3 m. El propósito de esta fibra es actuar como filtro para longitud de onda indeseada. La fibra de  $\text{Sm}^{3+}$  cuenta con una absorción medida de 0.3 dB/m a 980 nm, mientras que a 1030 nm su absorción es de 6 dB/m como se puede apreciar en la figura 4.16.



**Figura 4.16 - Espectro de absorción del  $\text{Sm}^{3+}$ .**

## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

Con el fin de eliminar completamente los residuos de la emisión a 1030 nm y poder sintonizar alrededor de 980 nm se implementó el esquema para producir el efecto de interferencia multi-modo (MMI). Para inducir el efecto de re-imagen de (MMI) se empalmó el extremo de la fibra de  $\text{Sm}^{3+}$  a fibra multi-modo no-dopada de longitud de 16.2 mm. Cerca del otro extremo, en un rango de 0 a 100  $\mu\text{m}$  de la fibra multi-modo, se colocó un espejo para la selección de la longitud de onda de emisión. La estimación teórica de la ganancia generada de 10 dB a 980 nm es suficiente para generar el láser ya que supera las pérdidas totales del sistema. Las pérdidas de la cavidad se calculan mediante la ecuación:

$$L_C = 10 \cdot \log(e) \left[ \frac{1}{2} \cdot \ln \left( \frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right) \right] \quad (4.66)$$

Una ganancia de 10 dB producida a la longitud de onda deseada de 980 nm es suficientemente grande para la generación del láser dado que supera las pérdidas en la cavidad. Si consideramos que el resonador está formado en un extremo por una fibra que produce reflexión de Fresnel, es decir, una reflectividad  $R_1=4\%$ , y en el otro extremo se tiene un espejo totalmente reflejante, esto es,  $R_2=100\%$ , las pérdidas totales estimadas en la cavidad son  $L_C=7\text{dB}$ . Además, la longitud seleccionada del segmento de fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$  debe ser estimada eficientemente para por una parte, reducir en la medida de lo posible la ganancia a 1030 nm, pero al mismo tiempo, prevenir pérdidas excesivas en la señal deseada. Para esto se considera una longitud óptima de 3 metros de fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$ , la cual da como resultado una reducción de la longitud de onda indeseada de 18 dB, mientras que en la longitud de onda de la señal solamente genera pérdidas de 0.9 dB. Las pérdidas totales están dadas por la ecuación:

$$LT_{980} = LC + LS_{980} + LS \quad (4.67)$$

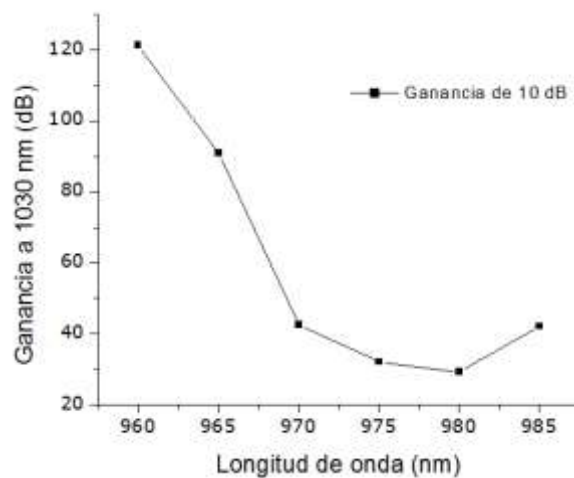
Donde  $LS_{980}$  representa las pérdidas por absorción a 980 nm en la fibra dopada con samario y  $L_s$  corresponde a las pérdidas por empalmes. Para el presente arreglo se consideran las pérdidas por fusión como  $L_s \approx 0.01$ , por lo tanto son despreciables. Entonces, los cálculos de las pérdidas totales del esquema son  $LT=8.8$  dB. Al final, los resultados muestran que se tiene más



de un dB de ganancia efectiva a la longitud de onda deseada, lo cual es suficiente para la generación del láser.

De acuerdo con resultados previos con la fibra de revestimiento de aire (JAC) con concentración de 3000 ppm de ión Yb, diámetro de núcleo de 8  $\mu\text{m}$  y radio de núcleo/revestimiento de 10, para absorción de bombeo y cavidad similar existe una ganancia de 1.37 dB/mW. Con estos valores es relativamente sencillo alcanzar la acción láser.

La figura 4.17 muestra el modelado numérico de la ganancia indeseada a 1030 nm para la fibra de doble revestimiento (JAC-YDF). Como se puede apreciar en la fig. 4.17, la ganancia de 10 dB a 980 nm teniendo una absorción de bombeo de 5dB, da como resultado 32 dB de ganancia indeseada. También se puede apreciar que en el rango de 976 a 985 nm, la ganancia indeseada es menor de 45 dB. Esto significa que el esquema puede trabajar y permitir la emisión láser en ese rango.



**Figura 4.17 – Ganancia indeseada a 1030 nm.**

Para modelar la etapa de interferencia multimodo utilizamos el método de propagación de haces por diferencia finita (FD-BPM). En este método partimos de la ecuación de onda para ondas monocromáticas:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \phi = 0, \quad (4.68)$$

## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

Donde  $z$  indica la dirección de propagación.

Posteriormente, se introduce un campo variando lentamente  $u$  y se introduce en la ecuación de Helmholtz, lo que da como resultado:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (4.69)$$

Por último, si consideramos que la variación de  $u$  con  $z$  es considerablemente lenta, se puede prescindir del primer término de la ecuación anterior. La ecuación resultante es:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (4.70)$$

La ecuación anterior es la base del método de propagación haces en tres dimensiones.

En el efecto MMI, los modos guiados interfieren constructivamente produciendo imágenes similares a longitudes periódicas [13]. Bajo este mecanismo, las imágenes se reproducen a longitudes de:

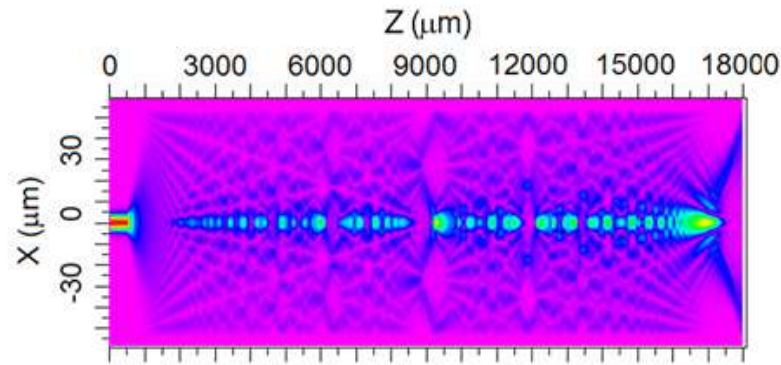
$$L_{MMI} = pL_\pi \quad , \quad (4.71)$$

Donde  $p$  es un número par o impar y  $L_\pi$  es la longitud de golpe definida por la ecuación (4.56).

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} \quad , \quad (4.72)$$

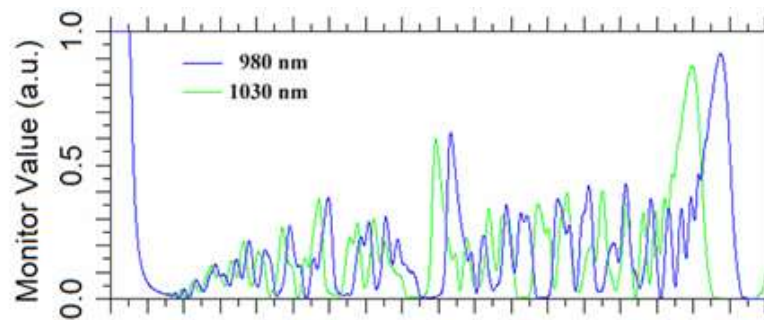
Donde  $\beta_0$  y  $\beta_1$  representan las constantes de propagación de los dos modos de órdenes menores en la fibra multimodo.

Los resultados para una fibra con diámetro en el núcleo de  $105 \mu\text{m}$  y apertura numérica de  $0.22$  se muestran en la figura 4.18. En este caso, consideramos la señal de entrada a  $980 \text{ nm}$  y el diámetro del núcleo de la fibra monomodo de  $8 \mu\text{m}$ . Como puede verse en la fig. 4.18, la primera re-imagen ocurre a una distancia de  $17 \text{ mm}$ , que es la longitud a la cual se observa mayor intensidad dentro de la fibra multimodo.



**Figura 4.18 – Efecto de re-imagen en un segmento de fibra de 105  $\mu\text{m}$  de diámetro.**

En la figura 4.19 se puede observar la diferencia de intensidades a lo largo de la fibra para las dos longitudes de onda de la señal (980 nm y 1030 nm). Como se puede ver, a la distancia que la señal de 980 nm alcanza su valor máximo, la señal de 1030 nm tiene un valor muy cercano a cero. Si consideramos la distancia a la que ocurre la re-imagen de la señal de 980 nm i.e. 17 mm, entonces este sistema se puede utilizar como filtro para señales indeseadas de láseres de  $\text{Yb}^{3+}$  a cuatro niveles y por lo tanto, puede ayudar a prevalecer a señal deseada de tres niveles.



**Figura 4.19 – Perfil de intensidades para 980 y 1030 nm.**

#### 4.10.3 Análisis y discusión

En conjunto, el esquema de láser de fibra propuesto consta de un segmento de fibra doble revestimiento dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ , cuya longitud fue optimizada para favorecer la transición radiativa  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  a 980 nm. Además cuenta con una etapa pre-atenuadora para emisiones indeseadas la cual consta de un segmento de fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$ . Por último, se utiliza el efecto de

## Capítulo 4: Láser de fibra dopada con ión $\text{Yb}^{3+}$

MMI como filtro el cual es transparente para la emisión a tres niveles, mientras que reduce considerablemente la emisión a cuatro niveles.

Como conclusión de este sistema de láser de fibra dopada con ión  $\text{Yb}$ , obtuvimos que se puede eliminar totalmente la emisión indeseada a cuatro niveles de 1030 nm. Esto se logra mediante el empleo de un segmento de fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$  la cual atenúa esta señal 36 dB. Adicionalmente, el esquema de sintonización basado en el efecto de interferencia multimodo, el cual consta de una fibra multi-modo, una monomodo y un espejo, permitió la selección de la emisión a tres niveles a 980 nm. El rango de sintonización fue estimado entre 976 y 986 nm. Para lo anterior nos basamos en las características espectroscópicas de la fibra con revestimiento de aire.

## Conclusiones

En este capítulo se presentaron las características de emisión del ión  $\text{Yb}^{3+}$  tales como los espectros de absorción y emisión. Esto sirve como base para el estudio del láser de fibra dopada con esta tierra rara. Además de revisar la teoría de láseres de tres y cuatro niveles, se realizó un análisis numérico mediante un programa que resuelve los modos transversal y longitudinalmente donde se optimiza la longitud de la fibra para la longitud de onda deseada de 980 nm. De este análisis se observa que para segmentos de fibra dopada con Yb de 50 cm. prevalece la emisión a tres niveles.

Además, se hace un análisis de la competencia entre señales en función del parámetro  $\beta$ , el cual representa la razón entre el área del revestimiento interno y el núcleo de la fibra de doble revestimiento. Se encontró que las condiciones deseables de la fibra para una mejor señal a tres niveles ( $G_{1030} < 40\text{dB}$ ) se encuentran para valores de  $\beta$  menores de 16 y con absorción de bombeo  $< 3\text{ dB}$ .

Por último, se presenta un nuevo esquema de láser de fibra con emisión a 980 nm. El esquema está basado en el efecto de re-imagen por medio de interferencia multi-modo (MMI). El esquema consiste de: un arreglo de bombeo en espacio libre; fibra de doble revestimiento dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  para generar la emisión láser; una etapa pre-atenuadora la cual consta de fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$ ; por último un esquema para propiciar el efecto de re-imagen permite filtrar efectivamente las señales indeseadas. El arreglo en conjunto permite eliminar totalmente la señal a 1030 nm del láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  mientras que favorece la emisión a tres niveles.

Además del medio activo analizado en esta sección y del esquema de bombeo, uno de los sub-sistemas que influyen en el desempeño del láser de fibra es el resonador óptico. En la siguiente sección se describe un modelo de resonador basado en rejillas de Bragg aperiódicas.

## REFERENCIAS

- [1] A. Kasukawa, M. Ohkubo, T. Ijichi and Y. Ikegami, "High power, high reliable 980 nm and 1480 nm pumping lasers", Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, Vol. **1**, pp. 342-343, 1998.
- [2] M. Gulsoy, T. Celikel, O. Kurtkaya, A. Sav, A. Kurt, R. Canbeyli, and I. Cilesiz, "Application of the 980-nm diode laser in stereotaxic surgery", IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, Vol. **5**, No. 4, 1999.
- [3] Y. Jeong, J. Sahu, D. Payne, and J. Nilsson, "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power," Opt. Express **12**, 6088-6092, 2004.
- [4] D.C. Hanna, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, and A.C. Tropper, "An ytterbium doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1.010um to 1.162 um and the three level operation at 974nm", J. Modern Opt., Vol. **37**, pp. 517-525, 1990.
- [5] J.K. Sahu, C.C. Renaud, K. Kurusawa, R. Selvas, D.J. Richardson, and J. Nilsson, "Jacketed air-clad cladding pumped Yb-doped fibre laser with wide tuning range", Electron. Lett., Vol. **37**, pp. 1116-1117, 2001.
- [6] O.G. Okhotnikov, L. Gomes, N. Xiang, and T. Jouthi, "Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980-1070-nm spectral range", Optics Lett., Vol. **28**, No. 17, pp. 1522-1524, 2003.
- [7] D.B.S. Soh, "Advanced waveguides for high power optical fibre sources ", PhD Thesis, Optoelectronics Research Centre, University of Southampton (Southampton, United Kingdom), 2005.
- [8] G. Anzueto-Sanchez, A. Martinez-Rios, D.A. May-Arrijoja, I. Torres-Gomez, R. Selvas, and J. Alvarez-Chavez, "Enhanced Tuning in a Fiber Laser Based on Multimode Interference Effect," Electronics Letter **42** (23), 1337-1339, Nov 2006.

- [9] J. Nilsson, J. Minelly, R. Paschotta, A.C. Tropper and D.C. Hanna, "Ring doped cladding pumped single-mode three level fiber laser", *Opt. Lett.*, vol. **23**, pp. 355-357, 1998.
- [10] W. S. Mohammed, P. W. E. Smith, and X. Gu, "All-fiber multimode interference bandpass filter," *Opt. Lett.* **31**, 2547-2549 (2006)
- [11] S. W. Allison and G. T. Gillies, "Observations of and applications for self-imaging in optical fibers," *Appl. Opt.* **33**, 1802-1805 (1994).
- [12] H. Li, M. Brio, L. Li, A. Schülzgen, N. Peyghambarian, and J. V. Moloney, "Multimode interference in circular step-index fibers studied with the mode expansion approach," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2707-2720 (2007)
- [13] X. Zhu, A. Schülzgen, H. Li, L. Li, Q. Wang, S. Suzuki, V. L. Temyanko, J. V. Moloney, and N. Peyghambarian, "Single-transverse-mode output from a fiber laser based on multimode interference," *Opt. Lett.* **33**, 908-910 (2008).
- [14] V. Gapontsev, "2kW single mode output from the fiber laser," presented at Photonic West 2005, San Jose, USA, Jan 21- 26 (2005).

# Capítulo 5

## *MODELADO DE REJILLAS APERIÓDICAS*

---

En esta sección se realiza el modelado de rejillas de Bragg aperiódicas. El propósito de este trabajo es obtener un resonador para láseres de fibra que pueda operar con alta reflectividad en el rango deseado. En el caso láser de fibra de Yb con emisión a tres niveles, se puede operar entre 975 y 985 nm.

### **5.1 Introducción**

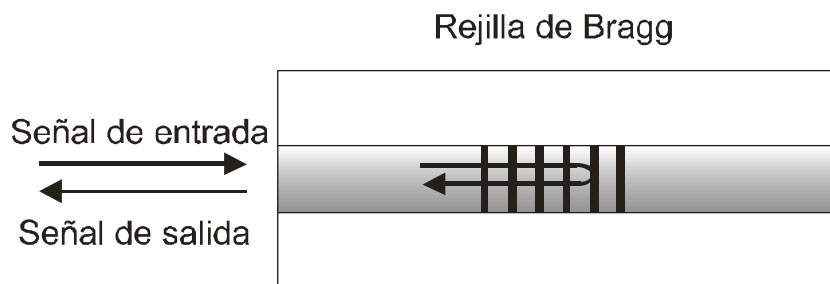
Las rejillas inscritas en la fibra funcionan como resonadores ópticos para longitudes de onda específicas, tal como se muestra en la figura 5.1. De esta manera se pueden retroalimentar solamente las señales deseadas. Algunas de las cualidades de las rejillas de Bragg inscritas son que, a diferencia de los elementos de bulto, estas no necesitan de un proceso de alineación. Además, se puede fabricar sobre fibras dopadas especiales, reduciendo con esto las pérdidas por acoplamiento. En términos generales, las rejillas pueden ser periódicas o aperiódicas. Las rejillas periódicas se pueden formar a partir de un patrón de difracción generado por una fuente en la región del ultravioleta[1] o por otros métodos tales como difusión térmica[2]. El patrón de interferencia genera pequeñas perturbaciones periódicas en el núcleo, lo que ocasiona que cambie su índice de refracción, y por lo tanto, sus propiedades ópticas de transmisión y reflexión de acuerdo a la condición de Bragg que esta dada por [3]:

$$\lambda(z) = 2n_{eff}(z)\Lambda(z) \tag{5.1}$$

Donde  $\Lambda$  representa el periodo (la longitud entre el cambio del índice de refracción),  $\lambda$  es la longitud de onda reflejada en la fibra y  $n_{eff}$  es el índice de refracción efectivo en la fibra. Como se puede apreciar en la ec. (5.1), la reflectividad de la rejilla se puede modificar mediante cambios en el periodo. Sin embargo, la respuesta espectral solo se puede calcular para



una longitud de onda específica. En el caso de la emisión a tres niveles del láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ , la emisión puede ocurrir en un rango de aproximadamente 10 nm, por lo que se requiere que las rejillas tengan un comportamiento espectral similar en todo el rango de operación (posiblemente empalmando varias rejillas). Pero una solución elegante a este problema son las rejillas aperiódicas [4].



**Figura 5.1 –Reflexión de señal en rejillas de Bragg periódicas de fibra.**

En el presente trabajo primeramente se realiza el modelado de rejillas de Bragg aperiódicas para su aplicación como resonador óptico en un láser de fibra para un rango de 975 a 985 nm. Posteriormente, se propone y discute un esquema por medio del cual es posible filtrar efectivamente una emisión a 1030 nm, propiciando la emisión del láser a tres niveles.

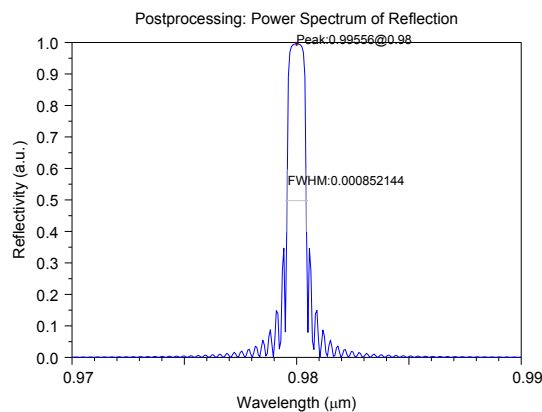
## 5.2 Modelado

La mayoría de las rejillas de Bragg de fibra son utilizadas en fibras monomodo, en ese caso el modelo físico es relativamente simple. En este modelo se puede utilizar el mismo formalismo que para espejos dieléctricos asumiendo una modulación de índice rectangular. Sin embargo, conforme el número de periodos del índice de modulación se incrementa, el tiempo de procesamiento computacional también aumenta. En ese caso, puede ser preferible utilizar un modelo basado en acoplamiento de modos, el cual lleva a un par de ecuaciones diferenciales con un término de acoplamiento, cuya magnitud está relacionada a la fuerza local de la modulación del índice. Entonces, se asume que el acoplamiento está distribuido suavemente y la integración se realiza con un tamaño del paso que puede ser mucho mayor que el periodo de la rejilla. Tales métodos pueden usarse para calcular las amplitudes complejas dependientes de la frecuencia para

transmisión y reflexión de la luz. Estas revelan, además del porcentaje de potencia transmitida y reflejada, la dispersión cromática.

A medida que se incluyen más modos de propagación, los modelos numéricos se vuelven más complicados. Incluso para una fibra monomodo, puede ser necesario considerar cuatro modos si la birrefringencia es importante, o un mayor número de modos si ocurren modos acoplados en el revestimiento. Para fibras multimodo, se tiene que considerar muchos modos en el núcleo. En estos casos, los coeficientes de acoplamiento no solamente dependen de la amplitud del índice de modulación, sino también en la forma tridimensional de la rejilla. Además, la longitud de onda de la reflexión puede diferir entre diferentes modos dado que la condición de Bragg esta influenciado por las diferentes constantes de propagación.

Para la realización del diseño de las rejillas se utilizó el software GratingMOD. El primer objetivo es obtener la máxima reflectividad a 980 nm. Si tomamos en cuenta la condición de Bragg para un índice de refracción promedio típico se obtiene un periodo  $\Lambda = 0.3324 \mu\text{m}$ . La respuesta espectral para un segmento de 1 mm se puede apreciar en la figura 5.2.



**Figura 5.2 - Espectro de reflexión de potencia para una rejilla periódica de 1 mm de longitud.**

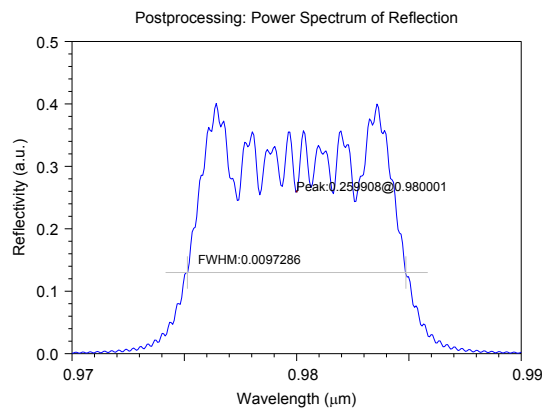
Como puede apreciarse en la figura 5.2, la reflectividad es de aproximadamente 99% para la longitud de onda deseada. Sin embargo, el rango de longitudes de onda donde esta rejilla es altamente reflejante es menor a 1 nm (FWHM). Una opción para extender este rango es colocar en serie varias rejillas con periodos ligeramente diferentes [5]. No obstante, lo

anterior además de ocasionar pérdidas adicionales, aumentaría la complejidad del esquema. Una solución consiste en el diseño de rejillas aperiódicas. En este caso, dado que el periodo cambia a lo largo de la longitud de la fibra, este se puede calcular por medio de:

$$P(Z) = P\left(Z = \frac{L}{2}\right) + \alpha\left(\frac{Z}{L} - \frac{1}{2}\right), \quad (5.2)$$

donde  $Z$  varía de 0 a  $L$  y  $\alpha$  es el coeficiente lineal de aperiodicidad.

Con el objeto de ampliar el rango de reflectividad, se varió el coeficiente de aperiodicidad en un rango de 0.001 a 0.0035. Como se observa en la figura 5.3, a pesar de que el rango aumenta considerablemente, la reflectividad disminuye a 25.9% para la longitud de onda central.



**Figura 5.3 - Respuesta espectral de una rejilla aperiódica con  $\alpha = 0.0035$  y  $L = 1$  cm**

En los diseños de rejillas, típicamente se obtienen ciertos lóbulos indeseados en los extremos del espectro de reflexión [6-8]. Esta respuesta indeseada se debe al alto contraste entre los índices de refracción en la rejilla. Mediante la modificación del perfil por apodización es posible reducir las reflexiones en las regiones laterales. En este estudio se consideraron cuatro tipos de apodización: coseno, coseno elevado, tanh y blackman.

El perfil de apodización coseno está dado por la función [9]:

$$f(z) = \begin{cases} 1 & \left| \frac{z}{L} \right| < \frac{\eta}{2} \\ \cos\left(\frac{\pi}{2} z'\right) & \frac{\eta}{2} \leq \left| \frac{z}{L} \right| \leq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (5.3)$$

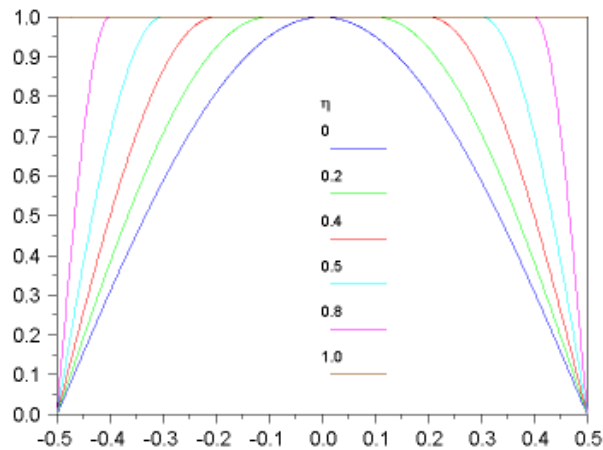
donde

$$z' = \frac{\left| \frac{z}{L} \right| - \frac{\eta}{2}}{\frac{1}{2} - \frac{\eta}{2}} \quad (5.4)$$

y

$$-\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2} \quad (5.5)$$

En este caso, se puede controlar el nivel de apodización por medio del parámetro  $\eta$ . Los valores típicos de  $\eta$  van de 0 a 1. Como puede apreciarse en la figura 5.4, en los valores centrales de la fibra la apodización alcanza valores de uno y en los extremos de la fibra la apodización decae.



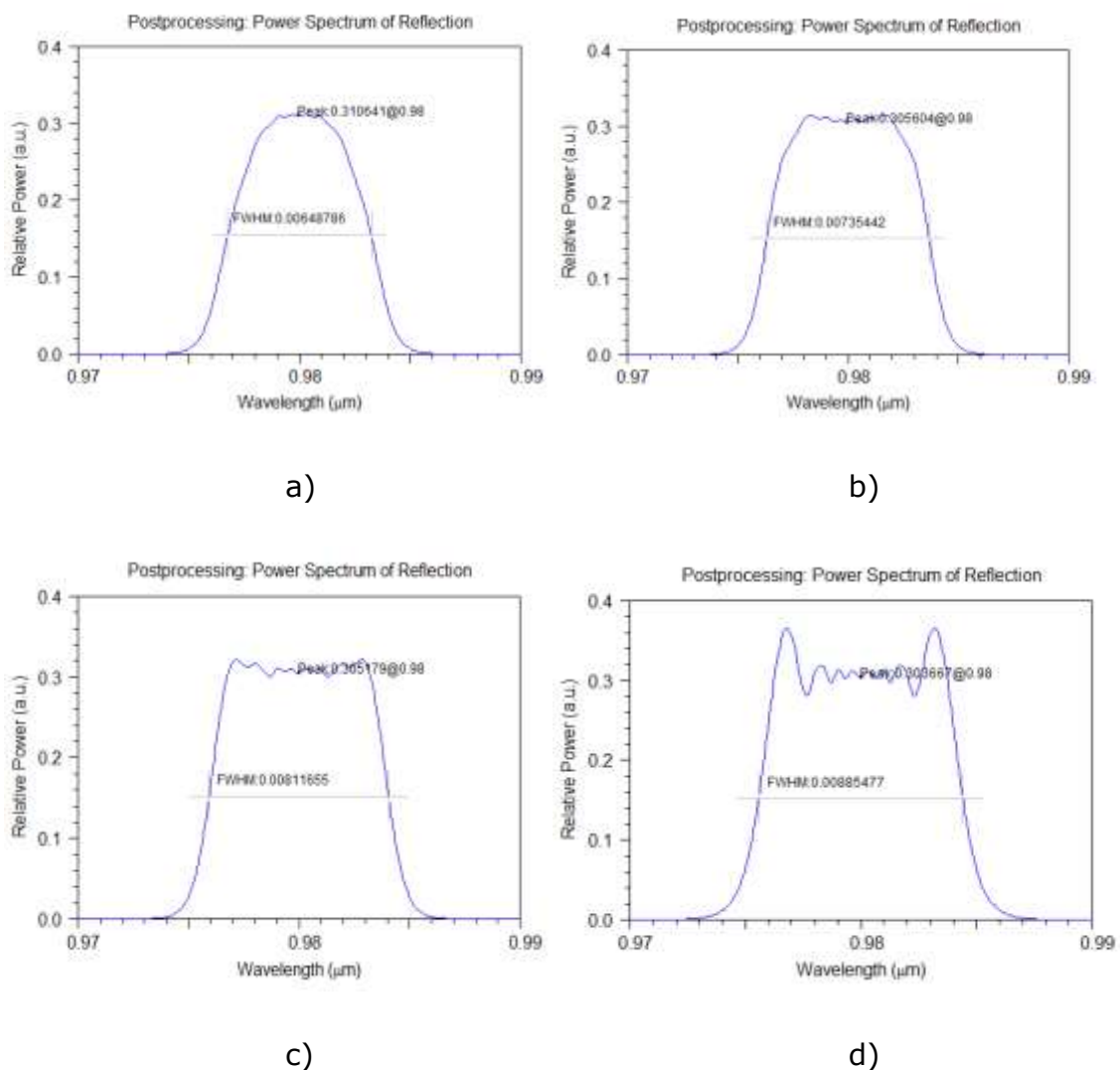
**Figura 5.4 - Perfiles de apodización para la función coseno.**

Si aplicamos el perfil coseno de apodización a la figura 5.4, podemos reducir las reflexiones laterales indeseadas. Otra característica de la aplicación de la función de apodización coseno es el incremento en el rango de reflectividad. En la figura 5.5 se muestran los perfiles de reflexión para distintos valores

## Capítulo 5: Modelado de rejillas aperiódicas

de  $\eta$ . Se puede observar que a medida que se aumenta el valor de  $\eta$  de 0.2 a 0.8, el rango de reflexión también aumenta.

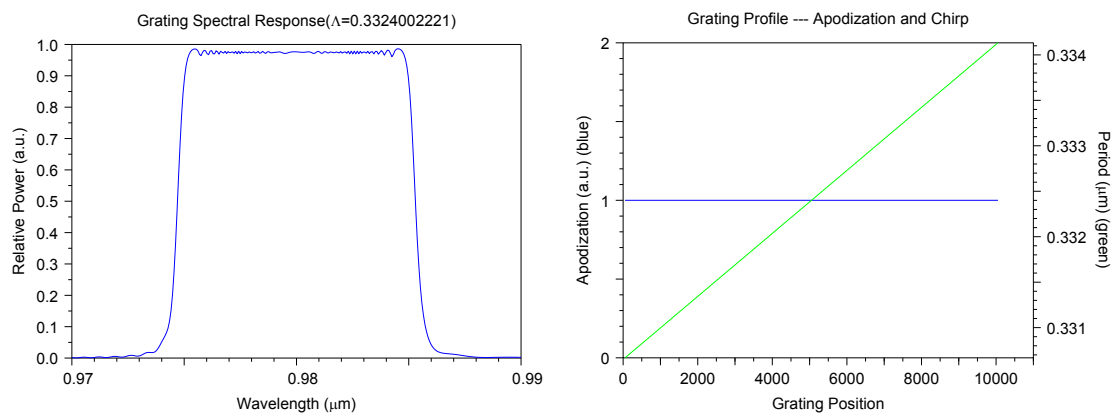
Una vez que se obtiene el rango deseado, el siguiente paso es aumentar la reflectividad. Para aumentar la reflectividad se incrementó la longitud de la rejilla en la fibra. En las figuras 5.6 y 5.7 se puede apreciar la respuesta espectral para una longitud de 10 cm con apodización constante y para una función coseno.



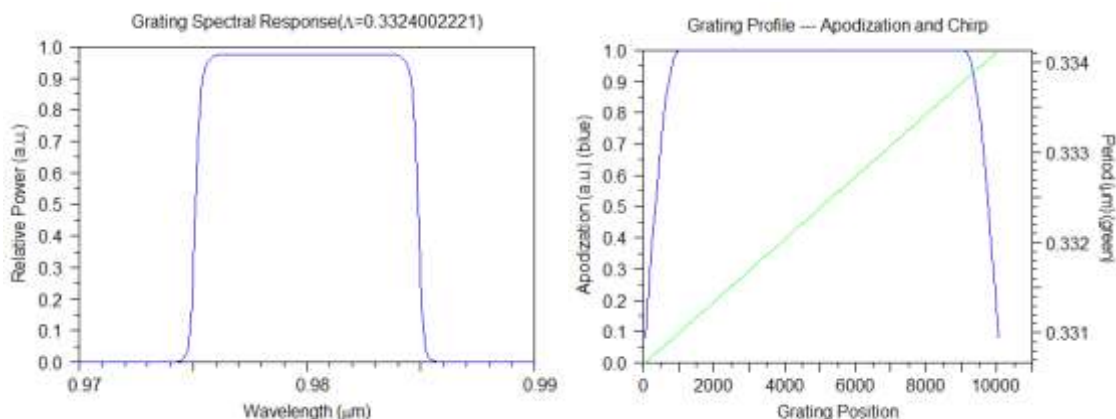
**Figura 5.5 - Respuesta espectral de una rejilla aperiódica con  $\alpha = 0.0035$  y  $L = 1$  cm con funciones de apodización coseno: a)  $\eta=0.2$ ; b)  $\eta=0.4$ ; c)  $\eta=0.6$ ; d)  $\eta=0.8$ .**

## Capítulo 5: Modelado de rejillas aperiódicas

Como puede verse en la figura 5.6, se obtuvo un rango de operación de 10 nm con una reflectividad  $> 95\%$ . Esto resulta de utilidad como resonador óptico en láseres de fibra con emisión alrededor de 980 nm. Sin embargo, también se observan pequeñas perturbaciones en las regiones laterales. En la figura 5.7 se muestra la respuesta para los mismos parámetros pero con apodización coseno. Como puede observarse, en este caso no existen perturbaciones, lo que representa una mejora significativa sobre el rango completo de operación.



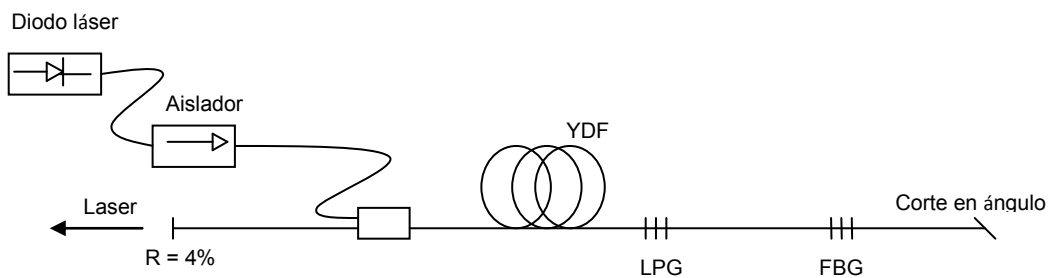
**Figura 5.6 - Características de una rejilla aperiódica con  $\alpha = 0.0035$  y  $L = 10$  cm , a) Respuesta espectral, b) Perfil de la rejilla con apodización constante.**



**Figura 5.7 - Características de una rejilla aperiódica con  $\alpha = 0.0035$  y  $L = 10$  cm , a) Respuesta espectral, b) Perfil de la rejilla con apodización coseno para  $\eta=0.8$ .**

### 5.3 Esquema para emisión a 980 nm

Una de las aplicaciones principales de las rejillas de Bragg es como resonador óptico en láseres de fibra. En la figura 5.8 se muestra el esquema propuesto. En primer lugar se tiene un diodo láser como fuente de bombeo a 915 nm seguido de un aislador. A continuación se tiene un acoplador el cual recibe la señal y la transmite a la fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$ . Esta absorbe el bombeo a 915 nm y emite tanto a 980 nm como a 1030 nm, siendo esta última la señal predominante por su naturaleza de cuatro niveles. Dado que el objetivo es obtener emisión predominantemente a 980 nm se necesita una forma de filtrar la señal a 1030 nm. Para esto se utiliza una rejilla de periodo largo con alto rechazo de transmisión a longitudes de onda de alrededor de 1030 nm. Después, se coloca la rejilla de Bragg aperiódica diseñada para este trabajo con alta reflectividad en un rango de 975 a 985 nm. De esta manera, todas las señales en este rango de longitud de onda serán retroalimentadas hacia la fibra dopada, generando con esto la emisión láser, mientras que otras longitudes de onda serán transmitidas con ayuda de un corte en ángulo al final de la fibra. En el extremo opuesto de la fibra, se tiene un corte perpendicular a la dirección de transmisión, por lo que en este punto habrá reflexión de Fresnel, permitiendo la salida del láser generado con emisión alrededor de 980 nm.



**Figura 5.8 - Diagrama esquemático de láser de fibra con emisión a 980 nm.**

Las pérdidas en la cavidad están dadas por la siguiente ecuación:

$$L_c = 10 \cdot \log(e) \left[ \frac{1}{2} \cdot \ln \left( \frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right) \right], \quad (5.6)$$

## Capítulo 5: Modelado de rejillas aperiódicas

donde  $R_1$  esta dada por la reflexión de Fresnel ( $R_1=4\%$ ) y  $R_2$  esta dada por la reflectividad de la rejilla de Bragg diseñada, en este caso  $R_2$  para una longitud de onda de 980 es de 95%, en tanto que para 1030 nm será de aproximadamente 0%. Entonces, las pérdidas por cavidad para las dos emisiones principales son:  $L_{c980}=7$  dB y  $L_{c1030}=27$  dB. Las pérdidas por cavidad a 1030 nm sumadas las pérdidas originadas por la rejilla de periodo largo, permiten el filtrado de la señal a esta longitud de onda indeseada permitiendo con ello la emisión láser a 980 nm.



## Conclusiones

En resumen, se modelaron rejillas de Bragg para su aplicación en láseres de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  con emisión a 3 niveles. Mediante simulaciones se optimizó el rango de operación de la rejilla de 975 a 985 nm con una reflectividad  $> 95\%$ . Esto se obtuvo mediante la simulación de rejillas aperiódicas con un periodo central de  $0.3324 \mu\text{m}$ , una longitud de 10 cm y con coeficiente de periodicidad de 0.0035. Posteriormente se propuso un esquema en donde con la ayuda de la rejilla diseñada es posible filtrar una emisión indeseada a 1030 nm con pérdidas por encima de 27 dB mientras que para la emisión a 980 nm las pérdidas son de solamente 7 dB, favoreciendo con esto la emisión a tres niveles.

## REFERENCIAS

- [1] K. O. Hill, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.* **62** (10), 1035 (1993)
- [2] S.H. Cho, J. Park, B. Kim y M.H. Kang, "Fabrication and analysis of chirped Bragg gratings by thermal diffusion", *ETRI Journal*, Vol. **26**, No.4, (2004) pp. 371-373.
- [3] R. Selvas, J. K. Sahu, L. B. Fu, J. N. Jang, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, K. H. Ylä-Jarkko, S. A. Alam, P. W. Turner, and J. Moore, "High-power, low-noise, Yb-doped, cladding-pumped, three-level fiber sources at 980 nm", *Opt. Lett.* Vol. **28**, No. 13 July 1, (2003) pp. 1093-1095
- [4] J. Nilsson, J. D. Minelly, R. Paschotta, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser," *Opt. Lett.* **23**, 355-357 (1998)
- [5] J. Kim, P. Dupriez, C. Codemard, J. Nilsson, and J. K. Sahu, "Suppression of stimulated Raman scattering in a high power Yb-doped fiber amplifier using a W-type core with fundamental mode cut-off", *Opt. Express* Vol. **14**, No. 12 (2006 ) pp. 5103-5113
- [6] Kurkov, A.S., et. al, "Efficient Yb fiber laser at 980 nm pumped by the high-brightness semiconductor source" *Lasers and Electro-Optics. CLEO apos;01. Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Volume , Issue , 2001 Page(s):216 – 217*
- [7] M. Ibsen, M.K. Durkin, M.N. Zervas, A.B. Grudinin, and R.I. Laming, "Custom design of long chirped Bragg gratings: Application to gain-glattening filter with incorporated dispersion compensation", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. **12**, No. 5, (2000) pp. 498-500.
- [8] S.A. Babin, D.V. Churkin, S.I. Kablukov, M.A. Rybakov, A.A. Vlasov, "All-fiber widely tunable Raman fiber laser with controlled output spectrum", *Optics Express*, Vol. **15**, No. 13 (2007) pp. 8438-8443.

## Capítulo 5: Modelado de rejillas aperiódicas

- [9] X. Xu, Y. Dai, X. Chen, D. Jiang and S. Xie, "Chirped and phase-sampled fiber Bragg grating for tunable DBR fiber laser" *Optics Express*, Vol. **13**, No. 10 (2005) pp. 3877-3882.

# Capítulo 6

## *CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO*

---

En este capítulo se describen las conclusiones finales del trabajo. Primeramente, se detalla el dispositivo de bombeo propuesto junto con sus ventajas principales en comparación con dispositivos existentes. Además, se describe el trabajo desarrollado de láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  con emisión a 980 nm basado en el efecto de interferencia multimodo. Finalmente, se presenta el modelado de rejillas aperiódicas y sus posibles aplicaciones a láseres de fibra con emisiones especiales

### **6.1 Conclusiones finales**

Uno de los factores clave para el desarrollo de un láser de fibra es el sistema de bombeo óptico. En este trabajo se realiza una revisión de diferentes esquemas de bombeo, principalmente para láseres de fibra de alta potencia. Uno de los esquemas más comunes es el de espacio libre en donde el haz de un diodo láser es colimado y posteriormente enfocado hacia la fibra. En este caso, para incrementar la potencia de salida es necesario incrementar la potencia del diodo láser. Sin embargo, a medida que se incrementa la potencia del diodo, el factor de calidad del haz tiende a empeorar, con lo que se dificulta el acoplamiento en la fibra. Una manera de mejorar el coeficiente de acoplamiento es por medio de fibras de doble revestimiento. Estas fibras constan de un núcleo rodeado por un revestimiento interno el cual a su vez está rodeado por un revestimiento externo. En este caso, la radiación del diodo se acopla al revestimiento interno y a medida que viaja por la fibra la potencia de bombeo es absorbida por el núcleo. En la actualidad, existen dispositivos de bombeo en donde la radiación del diodo láser se acopla directamente a la fibra dopada de tierras raras por medio de fusión de fibras. No obstante, estos dispositivos están limitados a potencias menores a 150 W, por lo que limita el escalamiento de potencias. Otro esquema para escalamiento de potencias consiste en el bombeo transversal. En este caso, el bombeo se realiza

## Capítulo 6: Conclusiones y trabajo futuro

perpendicularmente a la fibra por lo tanto la potencia es distribuída a lo largo de la fibra de manera puntual y se puede escalar la potencia aumentando el número de diodos. Sin embargo para este sistema se requiere realizar pequeñas incisiones en los puntos de bombeo de la fibra lo cual resulta poco práctico.

En la presente investigación se realizó un estudio teórico y experimental de un nuevo dispositivo de bombeo. Este dispositivo se basa en un espejo paraboloïdal recubierto con una película delgada de oro el cual se utiliza como concentrador de potencias de varios diodos láser. Los diodos láser están conectados por medio de *pig-tails* a colimadores, los cuales a su vez están montados en un disco ubicado a la distancia focal del espejo paraboloïdal. En el centro del disco se encuentra ubicada una fibra en la cual se realiza el acoplamiento óptico.

Los resultados teóricos mostraron que no existen aberraciones geométricas provocadas por el espejo por lo que se facilita el acoplamiento de bombeo óptico. Además, el tamaño del haz es menor al tamaño de la fibra en un rango de  $\pm 1$  mm (a lo largo del eje de propagación) por lo que es factible su implementación en la práctica. Otra de las ventajas que se tienen en este esquema es que al estar fijos perpendicularmente los colimadores de los diodos láser el proceso de alineación resulta relativamente sencillo.

Experimentalmente, se realizaron pruebas para hasta tres diodos láser de 5 W cada uno conectados simultáneamente. Los resultados muestran un porcentaje de acoplamiento de 70 %. En principio, es factible escalar la potencia incrementando el número de diodos sin una reducción considerable en la eficiencia de acoplamiento. Nuestro dispositivo se diseñó para un acoplamiento de seis diodos aunque técnicamente es posible acoplar un máximo de 24 fuentes simultáneamente.

En conclusión se diseñó y construyó un dispositivo de bombeo que permite escalar potencias para láseres de fibra óptica (especialmente para el área de procesamiento de materiales). Este dispositivo tiene las ventajas de una fácil alineación y tiene un porcentaje de acoplamiento aceptable. Además, con este esquema es factible incrementar fácilmente el número de diodos láser que se pueden acoplar al mismo tiempo en una fibra láser.

## Capítulo 6: Conclusiones y trabajo futuro

Por otra parte, se investigaron láseres de fibra de tres niveles. Específicamente se estudió la transición  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  del ión  $\text{Yb}^{3+}$ . La emisión resultante del láser de fibra de  $\text{Yb}^{3+}$  a tres niveles puede ser útil como fuente de bombeo para dispositivos de telecomunicaciones como los amplificadores de fibra dopada con  $\text{Er}^{3+}$ . Además, al doblar esta frecuencia (azul) este láser se convierte en fuerte candidato a sustituir al ineficiente láser de ión argón, con las ventajas de una mejor distribución térmica, ya que el calor se distribuye a lo largo de la fibra y una mejor conversión de potencia de energía eléctrica a óptica que en el caso del láser de ión argón es menor al 1%.

El láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  tiene una emisión predominante de cuatro niveles alrededor de 1030 nm. Dado que el láser tiene un comportamiento homogéneo, es necesario primeramente atenuar la señal a cuatro niveles para después propiciar la emisión a tres niveles. El esquema implementado está basado en el efecto de interferencia multimodo (MMI) y consta de una etapa pre-atenuadora. La etapa de pre-atenuación consiste de un segmento de fibra dopada con  $\text{Sm}^{3+}$  la cual absorbe en mayor medida las emisiones a 1030 nm mientras que prácticamente es transparente a 980 nm. La fibra de  $\text{Sm}^{3+}$  es empalmada a un fibra multimodo con lo cual se genera el efecto MMI. Mediante simulaciones obtenidas pudimos estimar la longitud ideal de la fibra para propiciar una señal predominante a la longitud de onda deseada. Conjuntamente, con la inclusión de un espejo a la salida de la fibra se pueden hacer pequeños cambios para optimizar la longitud de onda.

En conclusión, se estudió y se encontró un láser de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  con emisión predominante a 980 nm que suprime eficientemente (>40 dB) las emisiones tradicionales a cuatro niveles.

Finalmente, se realizó el diseño de rejillas aperiódicas para su utilización en láseres de fibra de  $\text{Yb}^{3+}$  con emisión a tres niveles. La respuesta espectral de las rejillas diseñadas presenta una reflectividad >95% dentro de un rango de 975 nm a 980 nm. Esto se obtuvo mediante la simulación de rejillas aperiódicas con un periodo central de 0.3324, una longitud de 10 cm y con coeficiente de periodicidad de 0.0035.

## **6.2 Trabajo a futuro**

Entre los trabajos que se pueden desarrollar a futuro se encuentran la investigación de dispositivos de bombeo basados en rejillas de periodo largo fabricadas con láser de CO<sub>2</sub>. Esta es un área que si bien ya se ha empezado a investigar aún tiene mucho potencial de optimización.

Otro de los posibles trabajos a futuro es la fabricación de rejillas de Bragg aperiódicas con funciones especiales. Esto va enfocado a su utilización en láseres de fibra con emisiones especiales e.g. tres niveles, en donde aún no se tienen resonadores altamente eficientes.

Finalmente, un área potencial de investigación para láseres de fibra dopada con Yb se encuentra en el estudio de fibras de cristal fotónico dopadas de modo de área grande. Esto tiene gran potencial para el escalamiento de potencias, especialmente para láseres con esquemas de tres niveles.

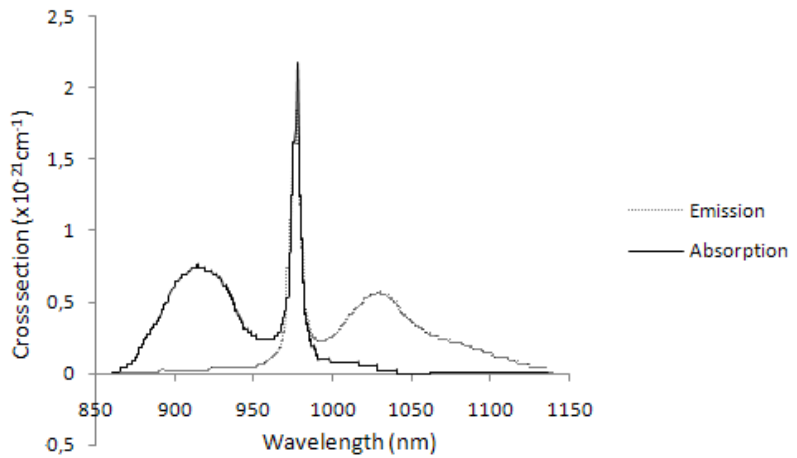
# Apéndice A

En esta sección se detalla el programa utilizado para simular la ganancia indeseada a 1030 nm para la fibra dopada con Yb<sup>3+</sup> de doble revestimiento HD709-JAC. Para esto, se utilizan los valores teóricos de las secciones transversales de emisión y absorción (sa y se respectivamente). Además, para estos cálculos se toma en cuenta la relación entre áreas de revestimiento interno y núcleo de la fibra (R2). Los resultados son graficados en la figura 4.17.

## Ganancia en láser de fibra de Yb

$sa_{975} := 23.7 \cdot 10^{-25}$   
 $se_{975} := 23.8 \cdot 10^{-25}$   
 $sa_{912} := 8.25 \cdot 10^{-25}$   
 $se_{912} := 0.247 \cdot 10^{-25}$   
 $sa_{1030} := 0.45 \cdot 10^{-25}$   
 $se_{1030} := 6.25 \cdot 10^{-25}$   
 $L_{1030} := 0.0025$   
 $L_{975} := 0.0025$   
 $L_{912} := \frac{1}{3080}$   
 $a_{915} := -4.2$   
 $G_{975} := 7.3$

Absorption (912)  
Emission (975, 1030)



R2 := 8.2

HD709 - JAC  
975 - 980

$R := \frac{L_{1030}}{L_{912}}$

R = 7.7

$$G_{1030} := \left[ G_{975} \cdot \left( \frac{L_{1030}}{L_{975}} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se_{1030}}{se_{912}} - \frac{sa_{1030}}{sa_{912}} \right)}{\left( \frac{se_{975}}{se_{912}} - \frac{sa_{975}}{sa_{912}} \right)} \right] + \left[ a_{915} \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se_{1030}}{se_{975}} - \frac{sa_{1030}}{sa_{975}} \right)}{\left( \frac{se_{912}}{se_{975}} - \frac{sa_{912}}{sa_{975}} \right)} \right]$$

secciones transversales a 960, 965, 970, 975, 980, 985, 990

G1030 = 26.677

$An := 3.14163 \cdot 5^2$   
 $An = 38.485$

Ar := 3080

b915 := -3

c915 := -5

Gb975 := 1

Gc975 := 3

Ganancia de la señal

$sa_{960} := 2.39 \cdot 10^{-25}$

$sa_{965} := 3.39 \cdot 10^{-25}$

$sa_{970} := 8.47 \cdot 10^{-25}$

$sa_{975} := 23.7 \cdot 10^{-25}$

$sa_{980} := 4.17 \cdot 10^{-25}$

$sa_{985} := 1.87 \cdot 10^{-25}$

$sa_{990} := 0.95 \cdot 10^{-25}$

$se_{960} := 1.14 \cdot 10^{-25}$

$se_{965} := 1.85 \cdot 10^{-25}$

$se_{970} := 7.41 \cdot 10^{-25}$

$se_{975} := 23.8 \cdot 10^{-25}$

$se_{980} := 6.09 \cdot 10^{-25}$

$se_{985} := 2.67 \cdot 10^{-25}$

$se_{990} := 2.27 \cdot 10^{-25}$



$$Gx1030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ -5 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right)}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gx1030 = 32.087$$

$$Gy1030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right)}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gy1030 = 29.827$$

$$Gt1030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right)}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gt1030 = 18.499$$

$$Gk1030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right)}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gk1030 = 30.329$$

$$Gx11030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se960}{se912} \right) - \left( \frac{sa960}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se960} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa960} \right)}{\left( \frac{se912}{se960} \right) - \left( \frac{sa912}{sa960} \right)} \right]$$

$$Gx11030 = 45.684$$

$$Gy11030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se960}{se912} \right) - \left( \frac{sa960}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se960} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa960} \right)}{\left( \frac{se912}{se960} \right) - \left( \frac{sa912}{sa960} \right)} \right]$$

$$Gy11030 = 72.522$$

$$Gt11030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se960}{se912} \right) - \left( \frac{sa960}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se960} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa960} \right)}{\left( \frac{se912}{se960} \right) - \left( \frac{sa912}{sa960} \right)} \right]$$

$$Gt11030 = 56.541$$

$$Gk11030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se960}{se912} \right) - \left( \frac{sa960}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se960} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa960} \right)}{\left( \frac{se912}{se960} \right) - \left( \frac{sa912}{sa960} \right)} \right]$$

$$Gk11030 = 121.378$$

$$Gx21030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se965}{se912} - \frac{sa965}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se965} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa965} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se965} - \frac{sa912}{sa965} \right)} \right]$$

$$Gx21030 = 38.03$$

$$Gy21030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se965}{se912} - \frac{sa965}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se965} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa965} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se965} - \frac{sa912}{sa965} \right)} \right]$$

$$Gy21030 = 61.171$$

$$Gt21030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se965}{se912} - \frac{sa965}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se965} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa965} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se965} - \frac{sa912}{sa965} \right)} \right]$$

$$Gt21030 = 44.664$$

$$Gk21030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se965}{se912} - \frac{sa965}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se965} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa965} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se965} - \frac{sa912}{sa965} \right)} \right]$$

$$Gk21030 = 91.025$$

$$Gx31030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se970}{se912} - \frac{sa970}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se970} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa970} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se970} - \frac{sa912}{sa970} \right)} \right]$$

$$Gx31030 = 21.478$$

$$Gy31030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se970}{se912} - \frac{sa970}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se970} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa970} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se970} - \frac{sa912}{sa970} \right)} \right]$$

$$Gy31030 = 35.257$$

$$Gt31030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se970}{se912} - \frac{sa970}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se970} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa970} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se970} - \frac{sa912}{sa970} \right)} \right]$$

$$Gt31030 = 23.099$$

$$Gk31030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se970}{se912} - \frac{sa970}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se970} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa970} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se970} - \frac{sa912}{sa970} \right)} \right]$$

$$Gk31030 = 42.551$$

$$Gx41030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gx41030 = 17.996$$

$$Gy41030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gy41030 = 29.827$$

$$Gt41030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gt41030 = 18.499$$

$$Gk41030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se975}{se912} \right) - \left( \frac{sa975}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se975} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa975} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se975} \right) - \left( \frac{sa912}{sa975} \right)} \right]$$

$$Gk41030 = 32.087$$

$$Gx51030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se980}{se912} \right) - \left( \frac{sa980}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se980} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa980} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se980} \right) - \left( \frac{sa912}{sa980} \right)} \right]$$

$$Gx51030 = 12.63$$

$$Gy51030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se980}{se912} \right) - \left( \frac{sa980}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se980} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa980} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se980} \right) - \left( \frac{sa912}{sa980} \right)} \right]$$

$$Gy51030 = 20.402$$

$$Gt51030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se980}{se912} \right) - \left( \frac{sa980}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left[ \left( \frac{se1030}{se980} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa980} \right) \right]}{\left( \frac{se912}{se980} \right) - \left( \frac{sa912}{sa980} \right)} \right]$$

$$Gt51030 = 14.575$$

$$Gk51030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se980}{se912} - \frac{sa980}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se980} - \frac{sa1030}{sa980} \right)}{\left( \frac{se912}{se980} - \frac{sa912}{sa980} \right)} \right]$$

Gk51030= 29.153

$$Gx61030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se985}{se912} - \frac{sa985}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se985} - \frac{sa1030}{sa985} \right)}{\left( \frac{se912}{se985} - \frac{sa912}{sa985} \right)} \right]$$

Gx61030= 14.18

$$Gy61030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se985}{se912} - \frac{sa985}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se985} - \frac{sa1030}{sa985} \right)}{\left( \frac{se912}{se985} - \frac{sa912}{sa985} \right)} \right]$$

Gy61030= 22.155

$$Gt61030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se985}{se912} - \frac{sa985}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se985} - \frac{sa1030}{sa985} \right)}{\left( \frac{se912}{se985} - \frac{sa912}{sa985} \right)} \right]$$

Gt61030= 18.618

$$Gk61030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se985}{se912} - \frac{sa985}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se985} - \frac{sa1030}{sa985} \right)}{\left( \frac{se912}{se985} - \frac{sa912}{sa985} \right)} \right]$$

Gk61030= 42.124

$$Gx71030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se990}{se912} - \frac{sa990}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se990} - \frac{sa1030}{sa990} \right)}{\left( \frac{se912}{se990} - \frac{sa912}{sa990} \right)} \right]$$

Gx71030= 9.127

$$Gy71030 = \left[ (Gb975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se990}{se912} - \frac{sa990}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se990} - \frac{sa1030}{sa990} \right)}{\left( \frac{se912}{se990} - \frac{sa912}{sa990} \right)} \right]$$

Gy71030= 13.487

$$Gt71030 = \left[ (Gc975) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se990}{se912} \right) - \left( \frac{sa990}{sa912} \right)} \right] + \left[ b915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se990} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa990} \right)}{\left( \frac{se912}{se990} \right) - \left( \frac{sa912}{sa990} \right)} \right]$$

$$Gt71030 = 14.302$$

$$Gk71030 = \left[ (10) \cdot \left( \frac{L1030}{L975} \right) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se912} - \frac{sa1030}{se912} \right)}{\left( \frac{se990}{se912} \right) - \left( \frac{sa990}{sa912} \right)} \right] + \left[ c915 \cdot (R2) \cdot \frac{\left( \frac{se1030}{se990} \right) - \left( \frac{sa1030}{sa990} \right)}{\left( \frac{se912}{se990} \right) - \left( \frac{sa912}{sa990} \right)} \right]$$

$$Gk71030 = 36.774$$

## Lista de Publicaciones

---

### Publicaciones Internacionales

C Calles, R Selvas, VM Duran-Ramirez, A Martinez-Rios, I Torres-Gomez, O Barbosa-Garcia, and R Mata-Chavez, "Beam Pump Combination for High-power Fiber Laser," (Optical Engineering), Vol. 47, 020502 (2008).

C. Calles-Arriaga; R. Selvas-Aguilar; A. Castillo-Guzman; D. A. May-Arrioja; and G. Anzueto-Sanchez "Single-mode tunable 980nm double-clad ytterbium-doped MMI-based fiber laser" in Proc. 7056 Of SPIE Optics + Photonics, Aug. 2008.

O Barbosa-Garcia, C Calles-Arriaga, A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar, and A Martinez-Rios, Telecomm Optical Device based on a Spherical Mirror, in proc. AIP, OPTILAS-2007.

JA Alvarez-Chavez, A Martinez-Rios, I Torres-Gomez, DE Ceballos-Herrera, CA Calles-Arriaga, R Selvas-Aguilar, "Wide wavelength tuning of a double clad fiber laser based on a fiber Bragg grating array", in Proc. of the Laser Physics Workshop, LPHYS07, 2007.

C Calles, R Selvas-Aguilar, A Castillo-Guzman, I Torres-Gomez, A Martinez-Rios, O Barbosa, G Anzueto-Sanchez, and V Duran Ramirez, "Novel Photonics Devices for Optical Communication Systems", in PROC SPIE 6422, Sixth Symposium Optics in Industry, p. 642206, 2007.

A Castillo-Guzman, R Selvas, C Calles, D May-Arrioja, A Martinez-Rios, "Tuning Device Based in a Rare-earth Doped Fiber Laser using Multimode Interferente Effect", in Proc. of the 19th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society- LEOS, paper TuAA3: 392-393, Oct. 2006.

R Selvas-Aguilar, V Duran-Ramirez, A Martinez-Rios, C Calles-Arriaga, A Castillo-Guzman, "Novel Optical MUX/DEMUX Module for Fiber Optic Communication Applications", in Proc. IEEE of MEP "1st Multiconference on Electronics & Photonics", 7-11 November 2006: 30-34, 2006.

C Calles, R Selvas-Aguilar, A Castillo-Guzman, J Escobedo-Alatorre, "Modelling and Optimization of the Coupling Efficiency for Double Clad Fiber", in Proc. IEEE of MEP "1st Multiconference on Electronics & Photonics", 7-11 November 2006, p. 43-46, 2006.

A Castillo-Guzman, R Selvas, C Calles, M Basurto-Pensado, "Gain and Numerical Modelling of Rare-earth Doped Fibre Devices", in Proc. IEEE of MEP "1st Multiconference on Electronics & Photonics", 7-11 November 2006: 35-39, 2006.

A Castillo-Guzman, R Selvas-Aguilar, D Castañeda-Rodriguez, C Calles-Arriaga, A Martinez-Rios, I Torres-Gomez, and D May-Arrijoa, "Simple Optical Fiber Voltage Sensor Based on an U-Groove Fiber Alignment System", in Proc. OSA of the Optical Fiber Sensor-OFS, paper TuE59, 2006.

### **Publicaciones Nacionales**

C. Calles-Arriaga, P. Segovia-Olvera, A. Castillo-Guzmán y R. Selvas-Aguilar Modelado numérico de láser de fibra de doble revestimiento dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  de tres niveles. Aprobado en el I Congreso Nacional de Láseres y Fibra Óptica, Monterrey, N.L., 2008.

C. Calles-Arriaga, R. Selvas-Aguilar, A. Castillo-Guzmán y P. Segovia-Olvera, Modelado de rejillas aperiódicas para láseres de tres niveles de fibra dopada con  $\text{Yb}^{3+}$  con emisión a 980 nm. Aprobado en el LI Congreso Nacional de Física SMF, Zacatecas, Zac., 2008.

C Calles, A Castillo-Guzmán. R Selvas-Aguilar, y D Castañeda-Rodríguez, Desarrollo de un sistema para alineación automática de arreglos ópticos, en la memoria del XXII Congreso de Instrumentación, SOMI-2007.

A Castillo-Guzmán, D Ceballos, R Selvas-Aguilar, C Calles-Arriaga, y I Torres-Gomez, Rejillas de Periodo Largo Grabadas en Fibras Ópticas Estándares con un Láser de  $\text{CO}_2$ , Publicado en el XLX Congreso Nacional de Física SMF, y extenso arbitrado del XX Reunión Anual de la AMO, Veracruz, Ver., artículo OPTICA-2007, p 1-5, 2007.

C Calles-Arriaga, R Selvas-Aguilar, y A Castillo-Guzmán, Multi-ranuras con forma de V-groove en un sustrato maquinado con  $\text{CO}_2$  para uniones de arreglos de fibras ópticas, Publicado en el XLX Congreso Nacional de Física SMF, y extenso arbitrado del XX Reunión Anual de la AMO, Veracruz, Ver., artículo OPTICA-2007, p 1-4, 2007.

C Calles-Arriaga, A Castillo-Guzman, R Selvas, I Torres-Gomez, JM Estudillo-Ayala, y A Martinez-Rios, "Caracterización de rejillas de periodo largo usando el paquete de Matlab para determinar automáticamente sus dimensiones y los periodos de grabado", Publicado en el XLIX Congreso Nacional de Física SMF, y extenso arbitrado XIX Reunión Anual de AMO, San Luis Potosí, México, artículo OPTICA-2006-PI-02, p. 1-6, 2006.

C Calles-Arriaga, R Selvas, A Castillo-Guzman, V Duran Ramirez, "Novel optical circulator using a paraboloidal mirror", Publicado en la memoria del Congreso Internacional de Investigación en Ingeniería Eléctrica y Electrónica, Noviembre 2006.

V Duran-Ramirez, R Selvas, C Calles, A Castillo-Guzman, G Anzueto-Sanchez, O Barbosa-Garcia, "Optical Isolator Device for Laser Applications",

Publicado en la memoria del Congreso Internacional de Investigación en Ingeniería Eléctrica y Electrónica, Noviembre 2006.