



**CENTRO DE INVESTIGACIONES  
EN OPTICA, A.C.**

**DESARROLLO Y CARACTERIZACIÓN DE FIBRA LÁSER  
DE ITERBIO, CON SALIDA POLARIZADA**

Presenta:

Ing. Física Irma Lorena Villegas García

COMO REQUERIMIENTO PARA LA OBTENCIÓN DEL GRADO DE  
MAESTRO EN CIENCIAS (ÓPTICA)

ASESOR DE TESIS

Dra. Ma. Alejandrina Martínez Gámez

CO-ASESOR DE TESIS

Dr. José Alfredo Álvarez Chávez

León, Gto., Méx.

Diciembre, 2006

---

**DEDICO ESTA TESIS  
A MIS PADRES  
PEDRO VILLEGAS Y  
GRACIELA GARCÍA**

---

## Agradecimientos

Agradezco ampliamente a mis asesores Dra. Alejandrina Martínez Gámez y el Dr. José Alfredo Álvarez Chávez por su apoyo, ideas y paciencia brindada durante el desarrollo de la tesis.

A todas las autoridades y personal del CIO por haberme abierto sus puertas. A la Dirección de Formación Académica, en especial a la Lic. Guillermina Muñiz Palancares y a todos los maestros que fueron parte de mi formación académica.

A mis compañeros y amigos que me han acompañado durante estos dos años.

A CONACYT por la beca otorgada y por el proyecto 47182, además a CONCYTEG por el proyecto 0604K117-072, sin los cuales no hubiera sido posible la realización de este trabajo.

Al Dr. Alejandro Martínez por su ayuda y apoyo durante la realización de este trabajo.

---

## Resumen

La tecnología de fibras ópticas fue desarrollada en la década de los 1950's mientras que la de fibras especiales, en particular las fibras de vidrio activadas con iones de tierras raras, comienza en la década de los 1960's con la invención de la fibra láser, es decir de una fibra óptica que puede implementarse para que tenga el funcionamiento de un láser.

Los láseres de fibra activados con iones de tierras raras y otros dispositivos basados en estos láseres han tenido mucho éxito debido a su alta estabilidad, su tamaño compacto, pequeño volumen y peso, eficiente disipación de calor (por la relación existente entre el área de su superficie y el volumen) y excelente calidad de rayo. Tienen además potenciales aplicaciones en comunicaciones ópticas, sensores, medicina, procesamiento de materiales, grabado y corte etc.

Esta tesis se concentra en el estudio de dos láseres de fibra óptica de doble revestimiento dopados con iones de Iterbio.

Se presenta el estudio espectroscópico de dos fibras láser, es decir el calculo de las secciones eficaces de absorción y emisión, de cada una de las fibras, con el fin de normalizar los espectros de absorción y emisión, y así obtener el rango de longitud de onda en la cual los láseres van a tener mayor eficiencia cuantica de emisión, es decir el rango en el cual la sección eficaz de emisión es mayor que la sección eficaz de absorción. Además se realizó la implementación de dos láseres de fibra óptica de doble revestimiento dopados con iones de Iterbio (modo cavidad libre), así como la Polarización de la señal láser obtenida de los dos láseres y la cuantificación de la potencia de la señal polarizada.

# Índice general

0.1. Introducción General . . . . .	1
<b>1. Espectroscopía del ion Iterbio</b>	<b>5</b>
1.1. Introducción . . . . .	5
1.2. Propiedades de las tierras raras . . . . .	5
1.3. Espectroscopía del ion Yb . . . . .	6
1.4. Procesos de excitación y relajación del Yb <sup>3+</sup> . . . . .	8
1.4.1. Transiciones radiativas . . . . .	8
1.4.2. Transiciones no radiativas . . . . .	9
1.5. Secciones Eficaces de Absorción y Emisión . . . . .	9
1.5.1. Análisis de Fuchtbauer-Ladenber . . . . .	10
1.5.2. Análisis de McCumber . . . . .	13
1.6. Transferencia de energía . . . . .	16
1.6.1. Relajación cruzada . . . . .	16
1.6.2. Up-conversion cooperativa . . . . .	18
<b>2. Experimentos y Resultados de Absorción y Emisión</b>	<b>19</b>
2.1. Introducción . . . . .	19
2.2. Absorción . . . . .	19
2.3. Emisión - Fluorescencia . . . . .	24
2.4. Secciones transversales de emisión y absorción . . . . .	25
<b>3. Fibras Láser</b>	<b>30</b>
3.1. Introducción . . . . .	30
3.2. Fibras Ópticas . . . . .	30
3.3. Fibras láser . . . . .	33
3.4. Diseño de la cavidad láser . . . . .	36
<b>4. Experimentos y Resultados</b>	<b>38</b>
4.1. Introducción . . . . .	38

4.2. Ecuaciones de razón . . . . .	39
4.2.1. Soluciones aproximadas . . . . .	40
4.3. Láser en cavidad libre . . . . .	41
4.3.1. Láser de fibra óptica realizado con la fibra Verrillon . . . . .	46
4.3.2. Láser de fibra óptica realizado con la fibra X . . . . .	51
4.4. Polarización de la emisión láser obtenida . . . . .	55
<b>5. Conclusiones</b>	<b>60</b>
<b>A. Características de los instrumentos utilizados en este trabajo.</b>	<b>68</b>

# Índice de figuras

1.1. Niveles de energía del $\text{Yb}^{3+}$ [14]. . . . .	7
1.2. Sistema de dos niveles. . . . .	11
1.3. Estructura de niveles de energía para dos multipletes 1 y 2. . . . .	14
1.4. Diagrama esquemático del proceso de relajación cruzada: a) proceso de excitación y b) proceso de transferencia de energía. . . . .	17
1.5. Diagrama esquemático del proceso de up-conversion: a) proceso de excitación de dos iones y b) proceso de transferencia de energía. . . . .	17
2.1. Arreglo experimental utilizado para obtener el espectro de Absorción. . . . .	20
2.2. Espectro de absorción correspondiente a la Fibra Verrillon. . . . .	21
2.3. Espectro de absorción correspondiente a la Fibra X. . . . .	22
2.4. Arreglo experimental usado para medir la fluorescencia de las Fibras. . . . .	24
2.5. Espectro de emisión correspondiente a la Fibra Verrillon. . . . .	25
2.6. Espectro de emisión correspondiente a la Fibra X. . . . .	26
2.7. Espectros de las secciones eficaces de emisión y absorción de la Fibra Verrillon. . . . .	27
2.8. Espectros de las secciones eficaces de emisión y absorción de la Fibra X. . . . .	28
3.1. La luz se propaga a lo largo del núcleo y viaja al otro extremo como un rayo divergente. El núcleo de la fibra y el revestimiento son hechos de vidrio. Una cubierta de polímetro protege la fibra. . . . .	31
3.2. Confinamiento de luz en una fibra óptica. . . . .	32
3.3. Estructura de una fibra láser. . . . .	33
3.4. Diagrama esquemático del bombeo a una fibra láser de doble revestimiento. La luz del bombeo es introducida dentro del primer revestimiento, de esta manera se propaga dentro de la fibra y es absorbida por los iones de tierras raras cuando cruza el núcleo[4]. . . . .	34
3.5. Diversas formas de revestimiento interior (inner cladding) para las fibras láser de doble revestimiento . . . . .	35

3.6. Esquema de varios resonadores de fibra: A) Fabry-Perot con dieléctricos reflectores, B) Fabry-Perot con reflectores de fibra, C) Fabry-Perot con rejillas de Bragg en fibra, D) anillo. . . . .	37
4.1. Diagrama de energías para un sistema láser de 3 niveles como el $Yb^{3+}$ .	39
4.2. Fotografías tomadas de la sección transversal de cada fibra utilizada en este trabajo. La figura a) corresponde a la fibra del diodo láser de bombeo, cuyo diámetro es de $100\mu m$ , la b) a la Fibra Verrillon cuyas dimensiones son $125\mu m \times 100\mu m$ , con un núcleo de $6\mu m$ de diámetro y la c) a la Fibra X cuyas dimensiones son $125\mu m \times 110\mu m$ con un núcleo de $5\mu m$ . . . . .	42
4.3. Arreglo experimental utilizado para caracterizar el diodo láser de bombeo. . . . .	43
4.4. Potencia de salida del diodo láser de bombeo en función de la corriente de alimentación. A una longitud de onda de emisión de 917 nm y cuya pendiente de eficiencia es 0.80 W/A . . . . .	44
4.5. Arreglo experimental utilizado para la realización del láser de fibra óptica dopada con iones de Iterbio. . . . .	46
4.6. Curva característica de la fibra Verrillon como láser de cavidad libre.	47
4.7. Potencia obtenida a la salida en función de la potencia acoplada para la fibra Verrillon. . . . .	48
4.8. Espectro Láser Fibra Verrillon. . . . .	50
4.9. Curva característica de la fibra X como láser de cavidad libre. . . .	51
4.10. Potencia obtenida a la salida en función de la potencia acoplada para la fibra X. . . . .	52
4.11. Espectro Láser Fibra X. . . . .	53
4.12. Arreglo experimental usado para polarizar la señal láser obtenida. .	56
4.13. Gráfica de la potencia medida a la salida en función del ángulo de rotación para la Fibra Verrillon. . . . .	57
4.14. Gráfica de la potencia medida a la salida en función del ángulo de rotación para la Fibra X. . . . .	58



# Índice de tablas

- 2.1. Longitud de fibra utilizada en la medición de los espectros de absorción 21
- 4.1. Propiedades geométricas y resultados obtenidos de las fibras utilizadas. 54

## Introducción General

La tecnología de fibras ópticas fue desarrollada en la década de los 1950's mientras que la de fibras especiales, en particular las fibras de vidrio activadas con iones de tierras raras, comienza en la década de los 1960's con la invención de la fibra láser, es decir de una fibra óptica que puede implementarse para que tenga el funcionamiento de un láser [1].

A partir de 1985 [2] resurge el interés en el tema al lograrse la fabricación de fibras láser que cumplen la función de un amplificador. Este resurgimiento fue impulsado en gran medida por dos factores: i) la disponibilidad de láseres diodo de semiconductor en forma de barras de alta potencia y alta confiabilidad y ii) el perfeccionamiento en la elaboración de fibras de vidrio.

Los láseres de fibra activados con iones de tierras raras y otros dispositivos basados en estos láseres han tenido mucho éxito debido a su alta estabilidad, su tamaño compacto, pequeño volumen y peso, eficiente disipación de calor (por la relación existente entre el área de su superficie y el volumen) y excelente calidad de rayo[3],[4]. Tienen además potenciales aplicaciones en comunicaciones ópticas, sensores, medicina, procesamiento de materiales, grabado y corte etc.

Una fibra láser es una fibra óptica que ha sido dopada (activada) con iones de una o mas tierras raras. El principio en que se basa es el siguiente: la radiación electromagnética bombeada dentro de la fibra se propaga a lo largo de está y es absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de la misma. Al absorber la radiación, los electrones del estado base de la tierra rara se excitan . Estos estados se relajan por emisión de fonones y fotones. A esta emisión, tanto radiativa como no radiativa se le llama fluorescencia. El funcionamiento de la fibra láser involucra la fluorescencia y se basa en la retro-alimentación óptica proporcionada por la reflexión en dos espejos situados en los extremos de la fibra (la fibra junto con los dos espejos forman la cavidad resonante).

Sin embargo, debieron resolver importantes problemas antes de lograr un desarrollo significativo. Así, por ejemplo, al tratar de incrementar la potencia de salida

de las fibras láser utilizando barras de láseres diodo, debe tenerse en cuenta que el diámetro de la sección transversal de una fibra láser mide entre 2.5 y 5 micras y tiene una apertura numérica de 0.16 mientras que la sección transversal de la salida del láser semiconductor mide alrededor de 100 micras con una apertura numérica de 0.6. Esta diferencia de apertura numérica de la sección transversal de la fibra de vidrio y el láser diodo tiene como consecuencia un acoplamiento de bombeo muy bajo.

El problema se resuelve de la siguiente forma: se fabrican fibras láser especiales de doble revestimiento. El núcleo de vidrio que contiene los iones activos (en este caso Iterbio) mide 5-10 micras y de una apertura numérica de 0.16, a este núcleo lo rodea una capa de 100-400 micras también de vidrio y con una apertura numérica de 0.4, el cual actúa simultáneamente como revestimiento y como el núcleo de una guía a lo largo de la cual se propaga la potencia de bombeo. El confinamiento de la radiación en el primer revestimiento se logra a través de un segundo revestimiento elaborado a base de un material con bajo índice de refracción ( $n < 1,47$ ). La radiación que se propaga a lo largo del primer revestimiento es gradualmente absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de la misma. Al absorber la radiación los iones de Iterbio se produce la excitación de sus electrones.

El funcionamiento de la fibra como láser se inicia con esta fluorescencia y se basa en la retroalimentación óptica proporcionada por la reflexión de los espejos construidos en los extremos de la fibra. Estas fibras láser de doble revestimiento, activadas con altas concentraciones de iones de Iterbio, permiten el acoplamiento eficiente de potencia de bombeo de láseres diodo y son capaces de producir potencia continua de salida del orden de decenas de Watts[6],[7],[8].

Si el número de iones que se excitaron al absorber la radiación es el mismo que el número de iones que decaen radiativamente (al tiempo de decaimiento característico se le llama tiempo de decaimiento radiativo  $\tau_r$ ) se dice que no hay pérdidas. Una propiedad que cuantifica la calidad de una fibra láser es la eficiencia de conversión[4], la cual se define como  $\eta = \tau/\tau_r$  donde  $\tau$  es el tiempo de decaimiento de la fluorescencia, el cual involucra tanto decaimientos radiativos como no radiativos. El  $\text{Yb}^{3+}$  presenta grandes secciones eficaces de absorción y emisión. La sección eficaz

de absorción se entiende como la probabilidad por unidad de tiempo de que, el ión de  $\text{Yb}^{3+}$  absorba un fotón. La sección eficaz de absorción del  $\text{Yb}^{3+}$  es del orden de  $2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$  y es más grande respecto a la que presentan elementos como el  $\text{Nd}^{3+}$  el cual tienen una sección eficaz de absorción del orden de  $10^{-21} \text{cm}^2$  [5]. Debido a la distribución de los niveles de energía del Iterbio, hay muy poca diferencia entre el tiempo de decaimiento radiativo y el tiempo de decaimiento de la fluorescencia, entonces se dice que los láseres de fibra óptica activados con iones de Iterbio en general tienen alta eficiencia de conversión. Solo resta determinar en que regiones del espectro la sección eficaz de absorción es menor que la sección eficaz de emisión, (lo cual es parte del trabajo de esta tesis).

Además debido a su gran ganancia, ancho de banda, excepcional eficiencia de conversión, así como el bombeo por medio de diodos láser, alta estabilidad, tamaño compacto, eficiente disipación de calor, excelencia en calidad de rayo y simplicidad de construcción de su cavidad, los láseres de fibra dopados con  $\text{Yb}^{3+}$  son una buena alternativa a sistemas láser de bulto.

Esta tesis se concentra en el estudio de dos láseres de fibra óptica de doble revestimiento dopados con iones de Iterbio.

Los objetivos planteados en esta tesis son :

- a) La caracterización espectroscópica de las fibras láser, es decir calculo de las secciones eficaces de absorción y emisión, de cada uno de los láseres, con el fin de normalizar los espectros de absorción y emisión, y así obtener el rango de longitud de onda en la cual los láseres van a tener mayor eficiencia cuantica de emisión, es decir el rango en el cual la sección eficaz de emisión es mayor que la sección eficaz de absorción.
- b) La implementación de dos láseres de fibra óptica de doble revestimiento dopados con iones de Iterbio (modo cavidad libre) .
- c) Polarizar la señal láser obtenida de los dos láseres y cuantificar la potencia de la señal polarizada.

Esta tesis esta dividida de la siguiente manera:

En el capítulo 1 se presentan las propiedades espectroscópicas del ion  $\text{Yb}^{3+}$ , se describen las transiciones radiativas y no radiativas que intervienen en los procesos de absorción y emisión de la fluorescencia. En el capítulo 2 se presentan los resultados experimentales de los espectros de absorción y emisión de las fibras estudiadas, así como la obtención de las secciones eficaces de absorción y emisión correspondientes para poder determinar el rango de longitud de onda en la cual va a ser mas eficiente el láser, desde un punto de vista cuántico. En el capítulo 3 se presenta una breve descripción de las fibras láser de doble revestimiento. El capítulo 4 presenta los resultados experimentales de dos láseres de fibra de doble revestimiento en el régimen de onda continua, así como la polarización de la emisión láser obtenida para cada uno de ellos, finalmente en el capítulo 5 se presentan las conclusiones de este trabajo.

# Capítulo 1

## Espectroscopía del ion Iterbio

### 1.1. Introducción

Las tierras raras tienen características importantes que las distinguen de otros iones activos. Entre otras, que emiten y absorben en muy angostos rangos de longitud de onda, sus tiempos de vida de los estados metastables son largos y su eficiencia cuantica tiende a ser grande. Estas propiedades, resultado de la naturaleza los estados involucrados, hacen a los iones de tierras raras candidatos excelentes para diversas aplicaciones ópticas.

En el presente capítulo, se presentan los conceptos teóricos utilizados para realizar el análisis espectroscópico, de las fibras ópticas con las cuales se trabajó en esta tesis. Además, se realiza el desarrollo matemático para derivar las ecuaciones de Fuchtbauer-Ladenber y McCumber, necesarias para obtener las secciones eficaces de emisión y absorción, las cuales se usarán para normalizar los espectros de absorción y emisión, con la finalidad de cuantificar en que rango de longitud de onda hay más perdidas debido a la absorción de la fibra.

### 1.2. Propiedades de las tierras raras

Para predecir las características de las fibras láser dopadas con tierras raras es necesario conocer las propiedades espectroscópicas de los iones de tierras raras[9].

Las tierras raras tienen importantes características que las distinguen de otros iones ópticamente activos entre otras: que emiten y absorben sobre angostos rangos de longitudes de onda, las longitudes de onda de las transiciones de emisión y absorción son insensibles al material, los tiempos de vida de los estados metaestables son relativamente grandes y las eficiencias cuánticas tienen a ser altas[10]. Una de las herramientas para obtener la información necesaria de las tierras raras es la espectroscopia óptica referente a las transiciones de emisión y absorción[9].

Los iones pertenecientes al grupo de las tierras raras comprenden dos series: la de los lantánidos que corresponden a los elementos con número atómico que van desde el 57 (lantano) hasta el 71 (lutecio) y la de los actínidos que incluyen desde el actinio con número atómico 89 hasta el lawrencio con número atómico 103 [11], entre este grupo los lantánidos son los usados principalmente para obtener amplificación en una fibra óptica. La forma más común de los elementos de tierras raras es la forma iónica, en particular el estado trivalente. Los elementos lantánidos neutros tienen la forma atómica  $(Xe)4f^N 6s^2$  o  $(Xe)4f^{N-1} 5d 6s^2$ , donde el (Xe) representa un átomo neutro de xenón. Durante la ionización de las tierras raras se produce la remoción de dos electrones débilmente enlazados del nivel 6s y uno más del nivel 4f o del 5d. Así, la configuración electrónica de los iones trivalentes de tierras raras es  $(Xe)4f^N$  con  $N = 0$  para el lantano y  $N = 14$  para el lutecio. Los electrones internos N de la capa 4f son protegidos de los campos externos por las capas exteriores  $5s^2 5p^6$  causando las transiciones láser  $4f - 4f$  en los materiales láser. Otra consecuencia de este efecto, es que las características espectroscópicas de las transiciones  $4f - 4f$  son débilmente susceptibles al tipo de anfitrión. Los átomos al absorber o emitir radiación electromagnética realizan transiciones entre los niveles de energía permitidos. Cuánticamente, solo ciertos valores son permitidos. Los niveles de energía de las tierras raras son principalmente asociados con la configuración electrónica  $4f^N$  del ión[12].

### 1.3. Espectroscopía del ion Yb

El Iterbio es un ion de tierra rara perteneciente a la serie de los lantánidos. El Iterbio tiene como símbolo Yb, su número atómico es 70 y su peso atómico es 173.04.

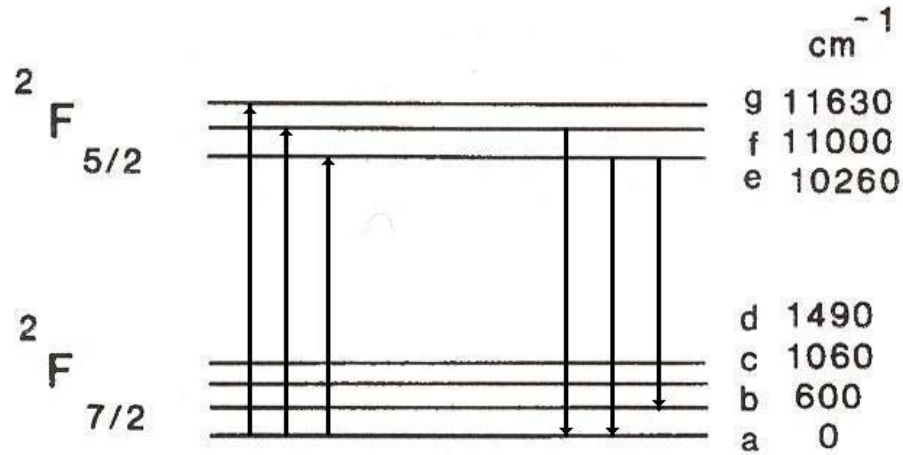
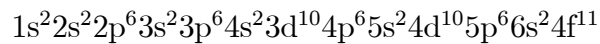


Figura 1.1: Niveles de energía del Yb<sup>3+</sup>[14].

La configuración electrónica del Yb<sup>3+</sup> es[13]:



El Yb es uno de los iones para construir láseres en fibras basadas en matriz de silica. Entre sus características mas relevantes se encuentra un inusual ancho de banda de absorción que se extiende desde los 850 nm hasta 1070 nm (debido a la transición  ${}^2F_{7/2} - {}^2F_{5/2}$ )[8]. El diagrama de niveles de energía para el Yb es muy simple ya que solo exhibe un estado base  ${}^2F_{7/2}$  (con cuatro niveles Stark) un estado meta estable  ${}^2F_{5/2}$  (con tres niveles Stark)[14](Fig.1.1 ) espaciados por 10,260 cm<sup>-1</sup> (975 nm). Los demás niveles se encuentran en la región UV ( $\lambda < 300$  nm) .

Debido a lo anterior las fibras de silica dopadas con Iterbio pueden ser bombeadas con una amplia selección de diodos láser:

- AlGaAs ~800-850 nm
- InGaAs ~980 nm
- Nd:YLF 1047 nm



- Nd:YAG 1064 nm

Las fibras láser dopadas con Iterbio por lo tanto pueden generar muchas longitudes de onda de interés general: por ejemplo para espectroscopía o para bombeo de otras fibras láser y amplificadores.

El tiempo de vida radiativo del Iterbio se encuentra en el rango de 700-1400  $\mu\text{s}$ , dependiendo de la matriz de vidrio. La ausencia de niveles de energía reduce la incidencia de relajaciones por procesos multifonónicos y ESA (excited state absorption) [15]. Otra característica del  $\text{Yb}^{3+}$  es la sección eficaz de absorción y emisión (se entiende como sección eficaz de absorción a la probabilidad por unidad de tiempo de que el ion absorba un fotón [16]).

Finalmente es importante mencionar también que debido a la ausencia de niveles de energía, es posible dopar con altas concentraciones de  $\text{Yb}^{3+}$  (varios miles de ppm) matrices basadas en sílica.

## 1.4. Procesos de excitación y relajación del $\text{Yb}^{3+}$

La excitación de los iones activos generalmente se obtiene a través de la absorción de fotones generados por fuentes de luz coherentes (láseres) o incoherentes (lámparas de xenón, flash, etc.). Los procesos de relajación pueden ser radiativos con la emisión de fotones, o no radiativos a través de la generación de fonones del material anfitrión e interacción entre iones a través de procesos de transferencia de energía.

### 1.4.1. Transiciones radiativas

Las transiciones radiativas se llevan a cabo en la capa parcialmente llena 4f y son predominantemente de origen dipolar eléctrico. Aunque también son permitidas las transiciones tipo magnético y cuadrupolar eléctrico, sus contribuciones al decaimiento radiativo son mínimas. La relajación o decaimiento de un nivel excitado cuando no se consideran interacción con otros iones puede ocurrir por transiciones radiativas, en las cuales, el estado excitado pierde el exceso de energía emitiendo un fotón de energía  $h\nu$  (fluorescencia), decayendo al estado base o a un estado intermedio.

Las probabilidades de emisión radiativa correspondientes a cualquier tipo de transición pueden ser calculadas a través del elemento de matriz del operador Hamiltoniano de interacción, tomado entre el estado atómico inicial y el estado atómico final[11]. En el caso de las transiciones dipolar eléctrica, el esquema teórico que permite estudiarlas es la teoría de Judd- Ofelt[9].

### 1.4.2. Transiciones no radiativas

Se llama transición no radiativa a la que ocurre en un sistema cuántico sin emisión de radiación. Las transiciones no radiativas suelen producirse siempre que el sistema interacciona de manera no despreciable con el medio en el que está sumergido. La probabilidad de una transición no radiativa depende de cada sistema en particular.

En sistemas cuánticos complejos se pueden distinguir diversos tipos de interacciones:

1. **Internas.** La que tiene lugar entre los niveles electrónicos, vibracionales y/o rotacionales de dos partes del sistema atómico o molecular.
2. **Externas,** a través de colisiones, éstas pueden a su vez clasificarse en
  - a) *colisiones de primera clase:* aquellas en las que la energía cinética de los agregados que chocan se transforma, al menos parcialmente, en energía de excitación interna a causa de la inducción de una transición no radiativa de absorción.
  - b) *colisiones de segunda clase:* las que tienen lugar cuando en la colisión la energía de excitación de los agregados que chocan se transforma en energía cinética (por inducción de una transición no radiativa de emisión[18]).

## 1.5. Secciones Eficaces de Absorción y Emisión

Las secciones eficaces de emisión y absorción a una longitud de onda dada, son parámetros importantes para la caracterización de propiedades activas de las fibras

dopadas con tierras raras, ya que cuantifican la habilidad de un ión para absorber o emitir luz.

La sección eficaz de una transición entre dos estado de un ión, representa la probabilidad de que ocurra una transición con la simultánea emisión o absorción de luz [12]. Si se consideran dos estados 1 y 2, con energías  $E_1$  y  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ), la probabilidad de la transición para obtener un fotón de energía ( $E_2 - E_1$ ) es proporcional a la sección eficaz  $\sigma_a$  y la probabilidad para la emisión de un fotón es proporcional a la sección eficaz de emisión  $\sigma_e$ . La sección eficaz de absorción puede considerarse como un área que puede interceptar un flujo de luz, la cual atrapa a los fotones a través de esta. La probabilidad de emisión tienen una interpretación similar. La dimensión de la sección transversal es la de un área[17]. Las secciones eficaces dependen principalmente de dos factores: la absorción del material y el índice de refracción.

Para calcular las secciones eficaces de absorción y emisión se presentan a continuación dos métodos: el análisis de Fuchtbauer-Ladenburg y la teoría de McCumber.

### 1.5.1. Análisis de Fuchtbauer-Ladenber

A partir de las ecuaciones de Fuchtbauer-Ladenber son derivadas de las relaciones de Einstein para los coeficientes A y B de un sistema de dos niveles. Si se considera un sistema de dos niveles como se muestra en la Fig. 1.2 Las probabilidades para emisión espontánea, emisión estimulada y absorción estimulada son  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  y  $B_{12}$ . En equilibrio:

$$n_1\rho(\nu)B_{12} = n_2\rho(\nu)B_{21} + n_2A_{12} \quad (1.1)$$

Donde  $\rho(\nu)$  es la densidad energía, y  $n_1$  y  $n_2$  son los niveles de población del estado base y el estado excitado.

Resolviendo para  $\rho(\nu)$ ,

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{B_{12}n_1/B_{21}n_2 - 1} \quad (1.2)$$

Haciendo uso de la estadística de Boltzmann, se obtiene

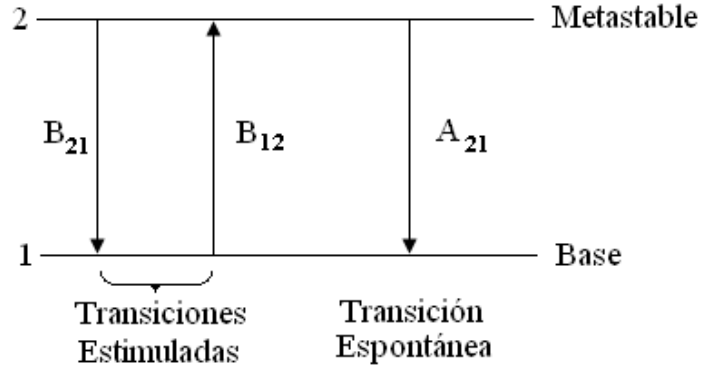


Figura 1.2: Sistema de dos niveles.

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp(h\nu/kT) \quad (1.3)$$

sustituyendo en 1.3 en 1.2 da

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}/B_{21}}{g_1 B_{12}/g_2 B_{21} \exp(h\nu/kT) - 1} \quad (1.4)$$

Por otra parte la ley de Planck puede escribirse como

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3 \mu^3}{c^3 [\exp(h\nu/kT) - 1]} \quad (1.5)$$

donde  $\mu$  es el índice de refracción. Comparando 1.4 y 1.5 , se deduce

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1.6)$$

y

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3 \mu^3}{c^3} \quad (1.7)$$

La razón de emisión estimulada  $B_{21}$  esta dada por

$$B_{21} = \frac{\sigma_{21} c}{h\nu g(\nu) \mu} \quad (1.8)$$

tal que

$$\sigma_{21} = \frac{h\nu g(\nu)\mu B_{21}}{c} \quad (1.9)$$

Combinando 1.7 y 1.8, se obtiene la ecuación de Fuchtbauer-Ladenberg para la sección transversal de emisión

$$\sigma_{21} = \frac{\lambda^2}{8\pi\mu^2} A_{21}g(\nu) \quad (1.10)$$

Si ahora se considera la absorción, se tiene

$$B_{12} = \frac{\sigma_{12}c}{h\nu g'(\nu)\mu} \quad (1.11)$$

donde la forma de línea para la absorción  $g'(\nu)$  no es necesariamente la misma que  $g(\nu)$  para la de emisión. La ecuación de Fuchtbauer-Ladenberg para la sección eficaz de emisión es

$$\sigma_{12} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^2}{8\pi\mu^2} A_{12}g'(\nu) \quad (1.12)$$

Así las ecuaciones de Fuchtbauer-Ladenberg para las secciones eficaces de absorción y emisión son:

$$\sigma_{21} = \frac{\lambda^2}{8\pi\mu^2} A_{21}g(\nu) \quad (1.13)$$

$$\sigma_{12} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^2}{8\pi\mu^2} A_{12}g'(\nu) \quad (1.14)$$

$\lambda$  es la longitud de onda del pico de emisión-absorción, mientras que la forma de línea para la emisión es  $g(\nu)$  y  $g'(\nu)$  para la absorción. La razón de decaimiento espontáneo  $A_{21}$  está dado por  $\frac{1}{\tau_{es}}$ , siempre que no sea decaimiento radiativo, es igual a el inverso del tiempo de vida de la fluorescencia  $\frac{1}{\tau_{fl}}$ .  $\mu$  es el índice de refracción, y  $g_1, g_2$  es el grado de degeneración de los niveles respectivos.

El ancho de línea efectivo  $\Delta\lambda_{eff}$  es definido por la relación

$$I_{pk} \Delta\lambda_{eff} = \int_0^{\infty} I(\lambda) d\lambda \quad (1.15)$$

donde  $I_{pk}$  es el pico de intensidad máxima de la gráfica de emisión o absorción.

La función de la forma de línea puede ser rescrita como

$$g(\nu) = \frac{I_{pk}}{\int I d\nu} \quad (1.16)$$

tal que

$$g(\nu) = \frac{\lambda^2}{c} \frac{1}{\Delta\lambda_{eff}} \quad (1.17)$$

Las ecuaciones Fuchtbauer-Ladenber 1.13 y 1.14 pueden ser rescritas como

$$\sigma_e = \frac{\lambda^4}{8\pi\mu^2c\tau_{fl}\Delta\lambda_E} \quad (1.18)$$

$$\sigma_a = \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda^4}{8\pi\mu^2c\tau_{fl}\Delta\lambda_A} \quad (1.19)$$

Así la relación de las secciones de absorción y emisión están dadas por

$$\frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\Delta\lambda_E}{\Delta\lambda_A} \quad (1.20)$$

El grado de degeneración de los niveles es fácilmente determinado a partir del número cuántico angular  $J$  ( $2J + 1$ ). Así, para el nivel  $^4I_{5/2}$  la degeneración es 6 mientras para el nivel  $^4F_{7/2}$  la degeneración es 8[19].

### 1.5.2. Análisis de McCumber

La teoría de McCumber es una herramienta, la cual permite calcular una sección eficaz si la otra es conocida de mediciones experimentales.

Esta teoría es una generalización de los coeficientes de Einstein A y B y puede ser aplicada a las transiciones entre los niveles Stark de un ion de tierra rara. McCumber consideró una estructura de niveles energéticos como se muestra en la Fig. 1.3. donde la población por unidad de volumen de cada nivel respectivamente es  $N_1$  y  $N_2$ , asumió que el tiempo tomado para establecer una distribución térmica dentro

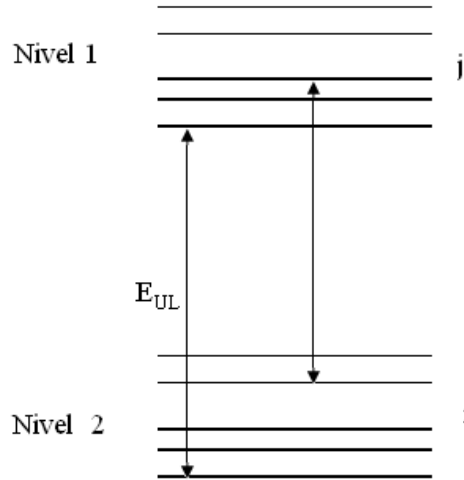


Figura 1.3: Estructura de niveles de energía para dos multipletes 1 y 2.

de cada nivel es menor comparado con el tiempo de vida del nivel y que el ancho espectral de cada nivel individual es pequeño comparado con  $k_B T$  [21].

Vamos a denotar por  $f_{Uj}$  denota la fracción de la población total del multiplete superior localizado en los subniveles  $j$ , y por  $f_{Li}$  la fracción de la población total del multiplete inferior localizado en los subniveles.

Asumiendo que el sistema se encuentra en equilibrio termico, la población en los niveles Stark esta dada por la estadística de Boltzmann

$$f_{Uj} = \frac{\exp\left(\frac{-\Delta E_{Uj}}{k_B T}\right)}{Z_U} \quad (1.21)$$

$$f_{Li} = \frac{\exp\left(\frac{-\Delta E_{Li}}{k_B T}\right)}{Z_L} \quad (1.22)$$

donde

$$Z_U = \sum_i \exp\left(\frac{-\Delta E_{Uj}}{k_B T}\right) \quad (1.23)$$

$$Z_L = \sum_i \exp\left(\frac{-\Delta E_{Ui}}{k_B T}\right) \quad (1.24)$$

Las transiciones del nivel superior al inferior tienen una sección eficaz de emisión  $\sigma_e$ , que puede ser escrita como el promedio de las emisiones individuales de la sección eficaz  $\sigma_e^{(ji)}$  del subnivel  $j$  al subnivel  $i$ .

$$\sigma_e(\nu) = \sum_i \sum_j \left[ \frac{\exp\left(\frac{-\Delta E_{Uj}}{k_B T}\right)}{Z_U} \right] \sigma_e^{(j,i)}(\nu), \quad (1.25)$$

similarmente

$$\sigma_a(\nu) = \sum_j \sum_i \left[ \frac{\exp\left(\frac{-\Delta E_{Li}}{k_B T}\right)}{Z_L} \right] \sigma_a^{(i,j)}(\nu) \quad (1.26)$$

combinando 1.25 y 1.26.

$$\sigma_e(\nu) = \left[ \sum_j \sum_i \left( \frac{\exp\left(\frac{-\Delta E_{Li}}{k_B T}\right)}{Z_L} \right) \sigma_e^{(j,i)}(\nu) \cdot \frac{\exp\left(\frac{h\nu - E_{ji}}{k_B T}\right)}{Z_L} \right] \frac{Z_L}{Z_U} \exp\left(\frac{E_{UL} - h\nu}{k_B T}\right) \quad (1.27)$$

donde  $E_{UL}$  es la energía de separación entre los subniveles más bajos de cada nivel,  $E_{ji}$  es la energía de separación entre los subniveles  $j$  e  $i$  (ver fig.1.3 ). Si el ancho de línea de la sección eficaz de emisión  $\sigma_e^{(j,i)}(\nu)$  es mucho menor que  $k_B T$ , el termino en 1.27 puede igualarse a 1, entonces se obtiene

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \frac{Z_L}{Z_U} \exp\left(\frac{E_{UL} - h\nu}{k_B T}\right) \quad (1.28)$$

que es conocida como la relación de McCumber[30]. Es frecuente encontrar la ecuación 1.28 con la cantidad  $\frac{Z_L}{Z_U} \exp\left(\frac{E_{UL}}{k_B T}\right)$  escrita como  $\exp\left(\frac{\varepsilon}{k_B T}\right)$ , donde  $\varepsilon$  es la energía de transición promedio entre dos multiestados. Entonces la relación de McCumber entre la sección eficaz de emisión y la sección eficaz de absorción a una frecuencia fija esta dada por:

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \exp\left(\frac{\varepsilon - h\nu}{k_B T}\right) \quad (1.29)$$



## 1.6. Transferencia de energía

Desde la perspectiva de los dispositivos luminiscentes la manifestación más importante de la interacción entre iones de tierras raras, es la transferencia de energía entre iones, puede ocurrir entre iones de tierras raras diferentes o del mismo tipo. Por ejemplo técnicas tales como la transferencia de energía entre los iones  $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$  ha sido usada en los láseres de estado sólido para mejorar la eficiencia de bombeo.

La transferencia de energía radiativa involucra la emisión de un fotón por un ión, y este es reabsorbido por otro ion. La transferencia de energía depende de la temperatura a causa de la dinámica del ion y la red en que esta involucrado. La absorción o emisión de fonones es necesaria para conservar la energía cuando las transiciones de energía entre los iones involucrados no son iguales.

Cuando la transferencia de energía toma lugar entre dos diferentes iones o centros, el tipo de ion que es ópticamente excitado es referido como donante y el ion que recibe la excitación es llamado aceptor. El proceso puede ocurrir en un solo paso en el cual el ion donador que absorbe el fotón transfiere su energía a un aceptor cercano[10].

### 1.6.1. Relajación cruzada

Un ion de tierra rara en un estado excitado transfiere parte de esta excitación a un ión cercano en un proceso de relajación cruzada Fig. 1.4 Este proceso ocurre vía interacciones multipolares. La razón de la relajación cruzada llega a ser grande a una alta concentración. Si un ion excitado en el nivel metastable **c** interactúa con un ion cercano en el estado base. El primer ion transfiere parte de su energía al segundo. Ambos iones ocupan el estado intermedio **b**. Cuando la energía del gap en los estados bajos es pequeña ambos iones decaen no radiativamente al estado base del estado intermedio. Como resultado, parte de la energía de excitación es convertida en calor.

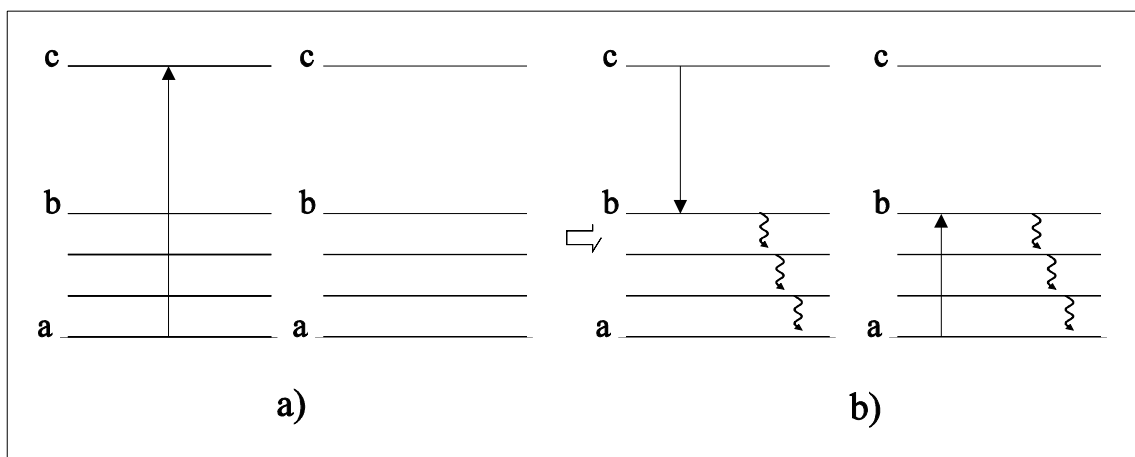


Figura 1.4: Diagrama esquemático del proceso de relajación cruzada: a) proceso de excitación y b) proceso de transferencia de energía.

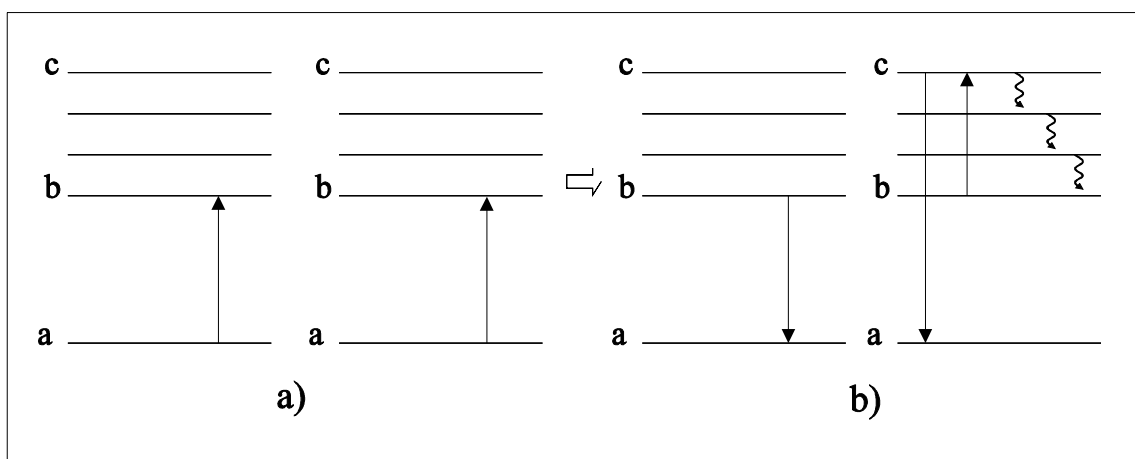


Figura 1.5: Diagrama esquemático del proceso de up-conversion: a) proceso de excitación de dos iones y b) proceso de transferencia de energía.

### 1.6.2. Up-conversion cooperativa

El proceso de up-conversion cooperativa se muestra en la Fig. 1.5 es el inverso de la relajación cruzada. Cuando dos iones están en un estado excitado, uno transfiere su energía al otro, yéndose uno al estado base y el otro a un estado excitado mas alto. Como requiere la interacción de iones en un estado excitado, no es evidente a bajos niveles de bombeo[9].

# Capítulo 2

## Experimentos y Resultados de Absorción y Emisión

### 2.1. Introducción

Este capítulo contiene los resultados de las mediciones de los espectros de emisión y absorción de dos fibras ópticas de doble revestimiento (a las que llamaremos fibra Verrillon y fibra X) cuyo núcleo está activado con iones de Iterbio. Con esos elementos se obtuvieron las secciones transversales de emisión y absorción utilizando el análisis de Fuchtbauer-Landenberg para la sección eficaz de emisión y la relación de McCumber para la sección eficaz de absorción. Posteriormente de las secciones eficaces obtenidas se normalizaron los espectros de absorción y emisión de las fibras mencionadas anteriormente.

### 2.2. Absorción

Para obtener los espectros de absorción de las fibras láser se usó el arreglo experimental mostrado en la Fig.2.1. Esta medición se hizo de la siguiente manera: un extremo de la fibra láser fue conectado a una fuente de luz blanca, que involucra longitudes de onda en el rango de 400-1800 nm, y el otro extremo de la fibra fue conectado al espectrofotómetro. Al hacer esto parte de la radiación incidente

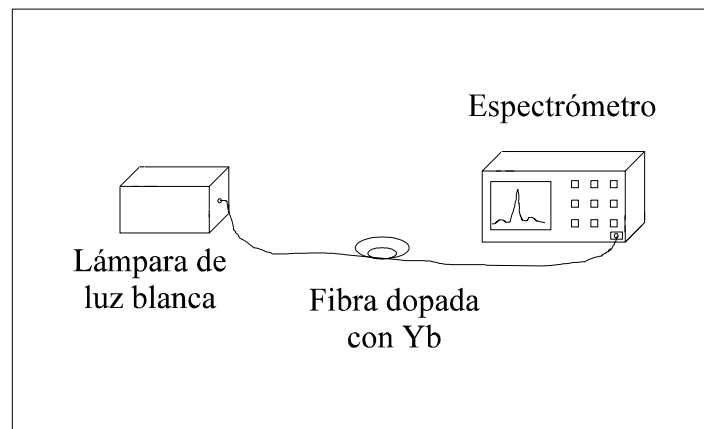


Figura 2.1: Arreglo experimental utilizado para obtener el espectro de Absorción.

de la luz es absorbida, la luz transmitida a través de la fibra es registrada en un espectrofotómetro.

La señal de transmisión que se obtiene corresponde a la luz blanca proveniente de la lámpara y los picos que se observan son los picos de absorción. Estos picos representan una medida de la cantidad de luz que absorbe la fibra.

Una vez que se ha registrado la señal correspondiente a los picos de absorción, se registra una segunda señal (señal de referencia), la cual se obtuvo midiendo los picos de absorción de una fibra de referencia, que tenía características similares (en tamaño y diámetro de núcleo) a las de la fibras X y Verillon, y que no contenía iones de Iterbio. Las gráficas de los espectros de absorción se obtuvieron restando la señal de absorción de la señal de referencia. Es importante mencionar que las mediciones se hicieron a temperatura ambiente. La longitud de los trozos de fibra utilizados para este experimento se muestra en la Tabla 2.1, cabe mencionar que la diferencia en longitud de las fibras no es muy importante debido a que el objetivo del experimento era solamente obtener la forma del espectro de absorción correspondiente a cada fibra.

En las Figuras 2.2 y 2.3 se muestran los espectros de absorción como función de la longitud de onda de la fibra Verrillon y la fibra X, ambos espectros están en un

Fibra	Longitud (cm)
Verrillon	17
X	20
Referencia	21

Tabla 2.1: Longitud de fibra utilizada en la medición de los espectros de absorción

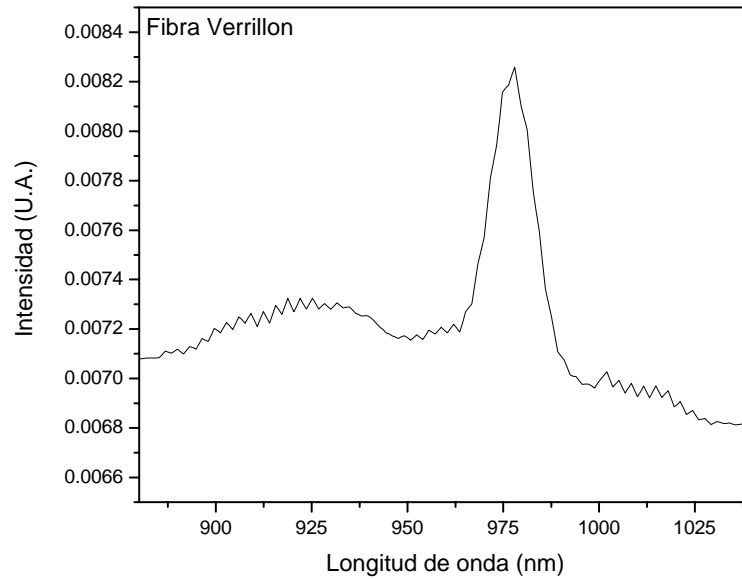


Figura 2.2: Espectro de absorción correspondiente a la Fibra Verrillon.

rango de longitudes de onda entre 880 nm y 1000 nm.

Como estos son datos experimentales la resolución de las gráficas no es la más óptima, además que los espectros no están normalizados, más adelante se explicará la manera de normalizar estos espectros a partir de la sección eficaz de emisión. Es posible sin embargo observar los dos picos de absorción que tiene el ion Iterbio.

Así se puede observar en ambas graficas que el pico principal de absorción se encuentra a 977 nm, teniendo además otro pico de absorción en 917 nm para la fibra X y en 921nm para la fibra Verrillon.

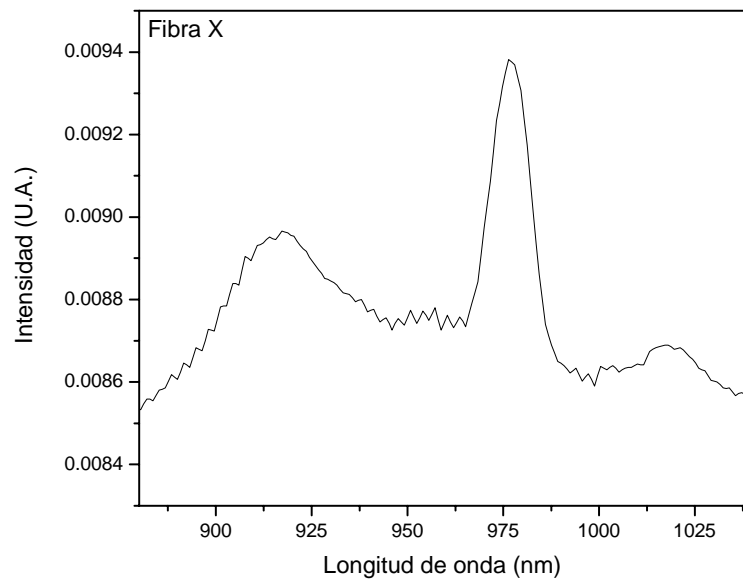


Figura 2.3: Espectro de absorción correspondiente a la Fibra X.

El pico de absorción a 977 nm corresponde a la transición entre los mas bajos niveles Stark(ver Fig. 1.1) en cada multiplete **a** y **e** respectivamente. El pico de absorción 917 nm corresponde a las transición del nivel **a** al **f** y **g**[14].



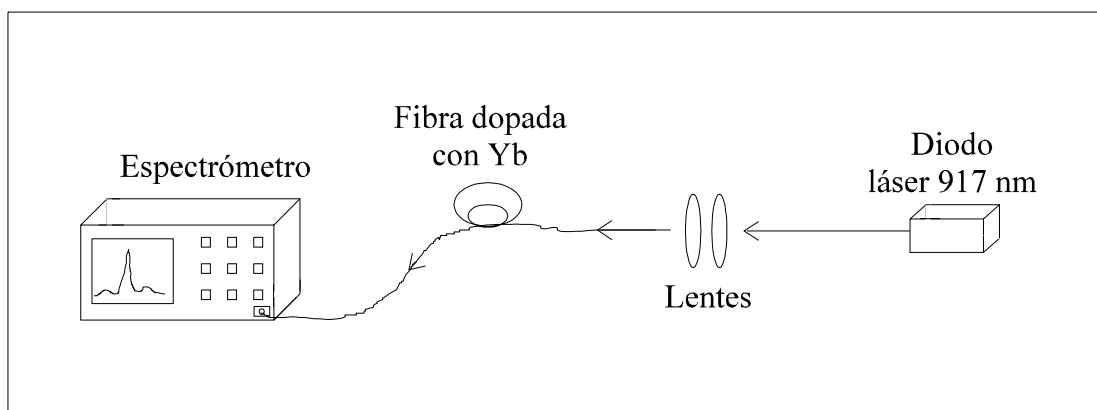


Figura 2.4: Arreglo experimental usado para medir la fluorescencia de las Fibras.

### 2.3. Emisión - Fluorescencia

Para obtener los datos del espectro de emisión de ambas fibras se utilizó el arreglo experimental mostrado en la Fig.2.4. Estos espectros de fluorescencia fueron obtenidos de frente a la fibra láser. Se utilizó como fuente de excitación un láser semiconductor con salida de fibra óptica emitiendo a  $\lambda = 917$  nm y una potencia máxima de salida de 3 W. La Fig. 1.1 muestra el diagrama de los niveles de energía del  $\text{Yb}^{3+}$ . El bombeo fue enfocado en la fibra utilizando un arreglo de lentes las cuales tienen un foco aproximado de 4 mm y una apertura numérica NA de 0.4. Para coleccionar la señal de emisión obtenida el extremo de la fibra láser fue conectado directamente al analizador espectral. La resolución del analizador utilizada fue de 1 nm y el rango de longitudes de onda fue de 960 nm a 1065 nm. Las mediciones se realizaron a temperatura ambiente.

La radiación proveniente del bombeo, al ser enfocada en la fibra, se propaga a lo largo del primer revestimiento de la fibra o revestimiento interior (inner cladding) y es absorbida por el material activo que se encuentra en el núcleo de esta. Al absorber la radiación los iones de Iterbio, se produce la excitación de sus electrones. A la relajación tanto radiativa (emisión de fotones) como no radiativa (fonones, intercambio de energía entre iones) del estado excitado se le denomina fluorescencia. En las Figuras 2.5 y 2.6 se muestran los espectros de fluorescencia de la fibra Verrillon y la fibra X respectivamente, como función de la longitud de onda.

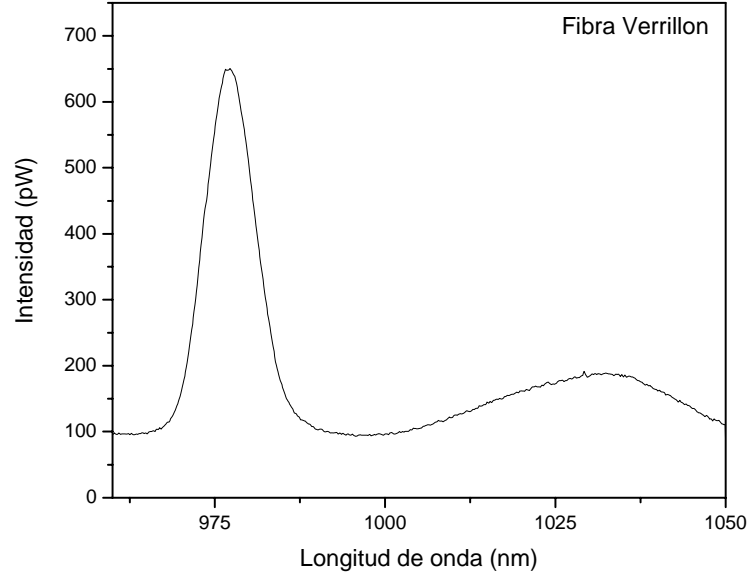


Figura 2.5: Espectro de emisión correspondiente a la Fibra Verrillon.

El pico de emisión observado a 977 nm corresponde a la transición entre los niveles Starks **a** y **e**. El segundo pico en el espectro de emisión que es a 1032 nm en la fibra Verrillon y se extiende hasta 1050 nm; en la fibra X se encuentra a 1023 nm y se extiende hasta 1060 nm, corresponde a las transiciones desde el nivel **e** a los niveles **b**, **c** y **d**.

## 2.4. Secciones transversales de emisión y absorción

Después de medir los espectros de emisión y absorción se procederá a obtener las secciones eficaces de emisión y absorción para normalizar dichos espectros. Con los datos del espectro de fluorescencia, en particular el pico centrado en 977 nm, el cual fue obtenido a una corriente de bombeo de 300 mA, se puede obtener la longitud de onda efectiva ( $\Delta\lambda_{eff}$ ) para cada punto del espectro ec. 1.15. Conociendo de la literatura el tiempo de decaimiento radiativo y el índice de refracción del material, al usar la ecuación de Fuchtbauer-Landenberg[19] (ec. 1.18) es posible obtener la

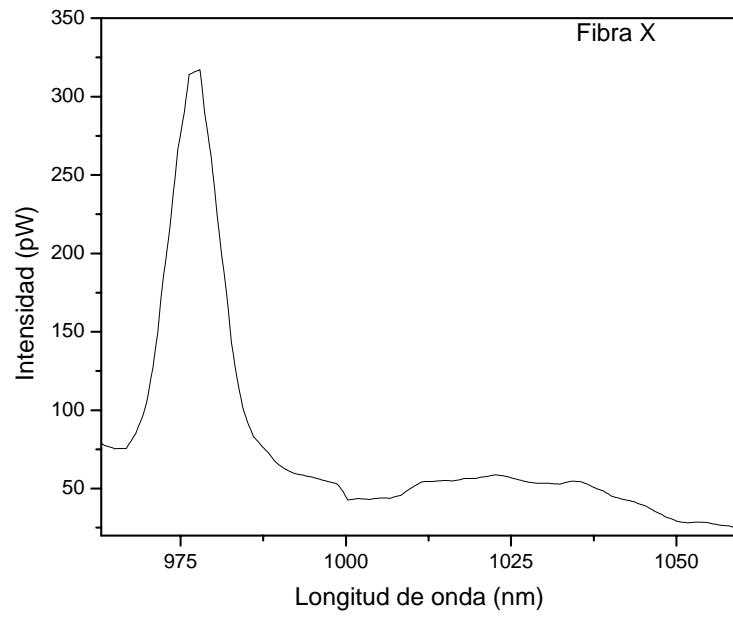


Figura 2.6: Espectro de emisión correspondiente a la Fibra X.

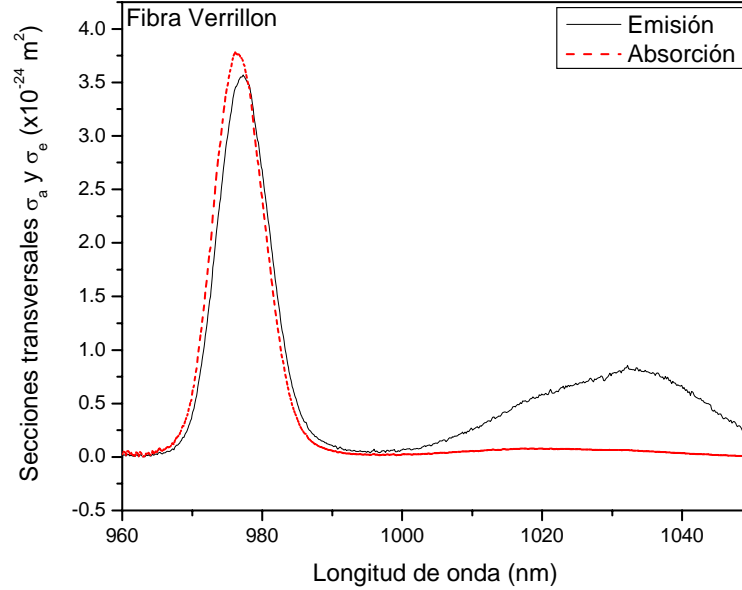


Figura 2.7: Espectros de las secciones eficaces de emisión y absorción de la Fibra Verrillon.

sección eficaz de emisión  $\sigma_e$  en un punto, es decir para una longitud de onda dada.

Una vez que se tiene la sección eficaz de emisión en un punto dado; este dato se usa para normalizar el espectro de emisión, y con esto se obtiene la sección eficaz de emisión en el rango ( 960nm - 1050 nm). De manera similar usando la relación de McCumber[20] (ec. 1.29) y la energía promedio reportada para la transición láser del Iterbio, se obtiene la sección eficaz de absorción a partir de la sección eficaz de emisión obtenida anteriormente de la ecuación de Fuchtbauer-Landenberg.

La manera de proceder es la siguiente, se realiza una integración sobre el espectro de fluorescencia, y se obtiene  $I_{pk}$  necesaria para calcular  $\Delta\lambda_{eff}$  (ec.1.15), usando el valor  $c = 3 \times 10^8$  m/s,  $\tau = 1$  ms, y sustituyendo estos valores en la ecuación 1.18 se obtiene  $\sigma_e(977) = 3.56 \times 10^{-24}$  m<sup>2</sup> para la fibra Verrillon y  $\sigma_e(977) = 2.88 \times 10^{-24}$  m<sup>2</sup> para la fibra X.

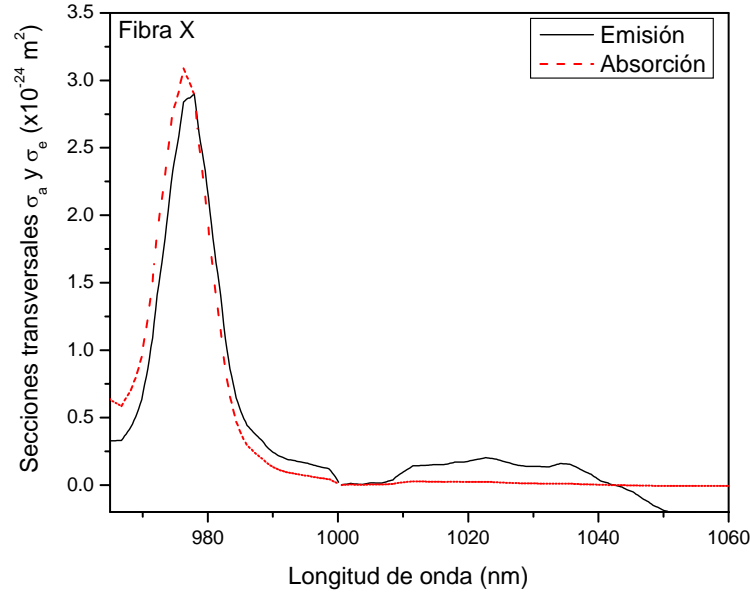


Figura 2.8: Espectros de las secciones eficaces de emisión y absorción de la Fibra X.

En las Figuras 2.7 y 2.8 se muestra el espectro de la sección eficaz de emisión obtenido para cada longitud de onda del espectro de Fluorescencia de la fibra Verrillon y la fibra X respectivamente. Se observa que los resultados son consistentes con los resultados experimentales correspondientes a la medición de la Fluorescencia (Fig. 2.5 y Fig.2.6).

A partir de los resultados obtenidos para la sección eficaz de emisión y utilizando la relación de McCumber con  $\varepsilon = 2.035 \times 10^{-19} \text{J/s}$  al usar la energía promedio de la longitud de onda de emisión a 977 nm y una energía térmica a temperatura ambiente  $kT = 4.1419 \times 10^{-21} \text{J/s}$ , se obtiene el espectro de la sección eficaz de absorción Figs.2.7 y 2.8, donde  $\sigma_a(977) = 3.78 \times 10^{-24} \text{ m}^2$  para la fibra Verrillon y  $\sigma_a(977) = 3.09 \times 10^{-24} \text{ m}^2$  para la fibra X. Se puede ver que los resultados obtenidos son consistentes con los resultados experimentales (Fig.2.2 y Fig.2.3) en el rango de longitud de onda de 955 nm a 1000 nm.

Con estos resultados se concluye que las fibras analizadas son muy similares (como se observa también en las fotografías de las fibras Fig. 4.2), sin embargo, la diferencia entre las secciones transversales de absorción y emisión indica que la fibra Verrillon tiene mayor capacidad de emisión en la región de longitud de onda de 1000nm a 1050 nm que en la de la fibra X, debido a que la diferencia entre sus secciones eficaces de emisión y absorción es mucho mayor. Esto nos permite decir que los métodos de McCumber y Fuchtbauer-Ladenberg son muy confiables para predecir la calidad desde un punto de vista cuántico espectroscópico de la fibra láser.

En cambio como se muestra enseguida se puede hacer una inferencia de la cantidad de iones  $\text{Yb}^{3+}$  que se encuentra en cada una de las fibras.

Si se considera que un haz de intensidad inicial  $I_0$ , pasa a través de la longitud  $z$ , la intensidad de la luz  $I$  después de pasar por la fibra está dado por [22]:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(\rho_{\text{Yb}}\sigma_{\text{abs}}z) \quad (2.1)$$

Donde  $\rho_{\text{Yb}}$  es la concentración de iones de Yb contenidos en la fibra y  $\sigma_{\text{abs}}$  la sección eficaz de absorción. Si de esta relación se despeja  $\rho_{\text{Yb}}$ , se obtiene que el número de iones contenido en la fibra es

$$\rho_{\text{Yb}} = \frac{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{\sigma_{\text{abs}}z} \quad (2.2)$$

Entonces utilizando el resultado de la sección eficaz de absorción para el pico a 977 nm ( $\sigma_{\text{abs}}(977) = 3,77 \times 10^{-24} \text{m}^2$  fibra Verrillon, y  $\sigma_{\text{abs}}(977) = 3,09 \times 10^{-24} \text{m}^2$  fibra X) en conjunto con los datos de las intensidades  $I$  e  $I_0$  tomados de las figuras 4.7 y 4.10 antes del umbral láser, y haciendo uso de la ecuación 2.2, donde  $z$  es igual a 8m (fibra X) y 10 m (fibra Verrillon) respectivamente, se obtienen los siguientes resultados.

La cantidad de iones calculada para la fibra Verrillon es  $\rho_{\text{Yb}} = 0,305 \times 10^{23}$  iones/ $\text{m}^2$ , en tanto para la fibra X se obtiene una estimación de  $\rho_{\text{Yb}} = 0,433 \times 10^{23}$  iones/ $\text{m}^2$ .

# Capítulo 3

## Fibras Láser

### 3.1. Introducción

En 1954, surge la idea de una guía de onda revestida y nace la fibra óptica que hoy conocemos. Esta innovación dio un rápido avance en distintas áreas de la tecnología por sus muchas ventajas y pocas pérdidas al transportar luz a grandes distancias. Una de las mayores aplicaciones de las fibras es el láser de fibra óptica[8].

Las fibras láser fueron inventadas en los años 60s por Elias Snitzer en American Optical, poco después de la invención de los láseres de estado sólido. Pero no fue hasta los años 80s que estos dispositivos de guía de onda destacaron en aplicaciones industriales, principalmente por el éxito tecnológico de los diodos láser semiconductores[26].

En este capítulo se presentan los conceptos teóricos necesarios para comprender el funcionamiento de las fibras ópticas especiales (fibras láser de doble revestimiento) utilizadas en este trabajo.

### 3.2. Fibras Ópticas

Las fibras ópticas son un tipo especial de guía de onda, la cual esta hecha usualmente de vidrio (silicio), consiste en un filamento transparente llamado núcleo (cuyo

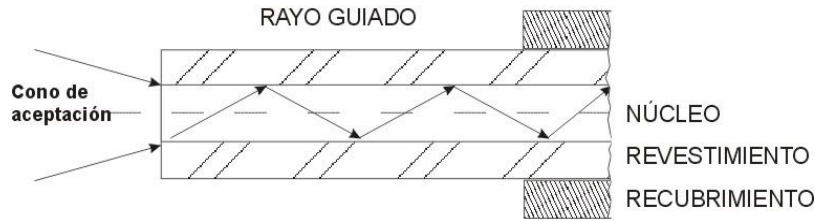


Figura 3.1: La luz se propaga a lo largo del núcleo y viaja al otro extremo como un rayo divergente. El núcleo de la fibra y el revestimiento son hechos de vidrio. Una cubierta de polímetro protege la fibra.

diámetro está entre  $50 - 62 \mu\text{m}$  para las fibras multimodales y  $1.5 - 10 \mu\text{m}$  para las fibras unimodales), y un revestimiento exterior, más una cubierta protectora de material plástico. La luz incidente en un extremo de la fibra se propaga por su interior, sufriendo múltiples reflexiones, y sale por el otro extremo como se indica en la figura.

Actualmente existen diversos tipos de fibras ópticas que pueden clasificarse en dos grandes grupos: fibras unimodales y fibras multimodales. En una fibra unimodal el diámetro del núcleo de la fibra es muy pequeño (comprendido entre  $2$  y  $10 \mu\text{m}$ ) y sólo permite la propagación de un único modo, el cual se propaga directamente sin reflexión. En una fibra multimodal pueden ser guiados varios modos de propagación, cada uno de los cuales sigue un camino diferente dentro de la fibra óptica. Este último tipo de fibras se usan comúnmente en aplicaciones de comunicación de corta distancia y tiene un diámetro entre  $62$  y  $125 \mu\text{m}$ [23].

El núcleo de la fibra siempre debe tener un índice de refracción mayor que el revestimiento, para que se cumpla la ley de Snell[24]. El contraste entre el índice de refracción del núcleo y el del revestimiento determina la apertura numérica de la fibra. En la figura 3.2 se observa el esquema de un haz de luz incidiendo en el centro de una fibra y formando un ángulo  $\theta$  con su eje. Por refracción y de acuerdo con la ley de Snell, en la interfaz aire-vidrio, el haz se desviará hasta formar un ángulo  $\theta_r$  dado por

$$n_0 \text{sen} \theta_i = n_1 \text{sen} \theta_r \quad (3.1)$$



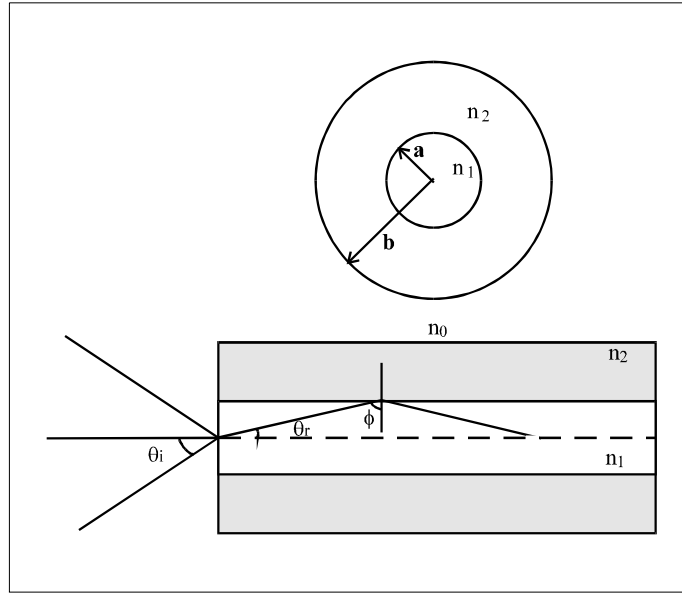


Figura 3.2: Confinamiento de luz en una fibra óptica.

Donde  $n_0$  es el índice de refracción del aire y su valor es 1. el haz refractado llega a la interfaz entre el núcleo y el primer revestimiento y se refracta una vez más. La refracción solo es posible para los ángulos  $\phi$  de incidencia tal que  $\text{sen}\phi < n_2/n_1$ . Para ángulos más grandes que el ángulo crítico  $\phi_c$  definido por

$$\text{sen}\phi_c = n_2/n_1 \quad (3.2)$$

el haz experimenta una reflexión total interna en la interfaz entre el núcleo y el recubrimiento, estas reflexiones ocurren a lo largo de la fibra, de esta manera todos los haces con  $\phi > \phi_c$  permanecen confinados dentro del núcleo de la fibra.

Existe un ángulo máximo de incidencia del haz con respecto al eje de la fibra para que este permanezca confinado en el núcleo dado por

$$\theta_r = \pi/2 - \phi_c \quad (3.3)$$

Si este es sustituido en la ecuación 3.1 se obtiene

$$n_0 \text{sen}\theta_i = n_1 \text{cos}\phi_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.4)$$

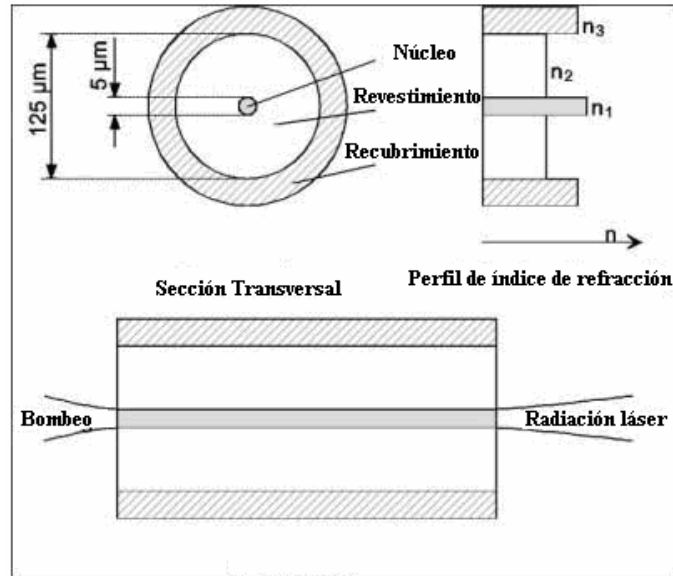


Figura 3.3: Estructura de una fibra láser.

esta relación es conocida como Apertura Numérica (NA) de la fibra[25].

### 3.3. Fibras láser

Las fibras dopadas con iones de tierras raras con geometría mono-modo y bombeadas con láseres semiconductores son dispositivos atractivos para construir láseres eficientes en la región del IR. Un buen traslape entre el bombeo y la luz láser resulta en alta eficiencia a causa de que ambas luces simultáneamente se propagan a través del núcleo. La estructura de una fibra láser se muestra en la Fig. 3.3. La fibra consiste de un núcleo de sílica dopado de una tierra rara con un índice de refracción  $n_1$  rodeado por un revestimiento de sílica pura con un índice de refracción  $n_2$  ( $n_2 < n_1$ ). Basado en la reflexión total interna, el núcleo de la fibra actúa como una guía de onda para ambos, la luz bombeada y la radiación láser generada. El funcionamiento de la fibra como láser se inicia con la fluorescencia y se basa en la retroalimentación óptica proporcionada por la reflexión de espejos situados en los extremos de la fibra.

Incrementos en la potencia de salida láser requieren que alta potencia de bombeo

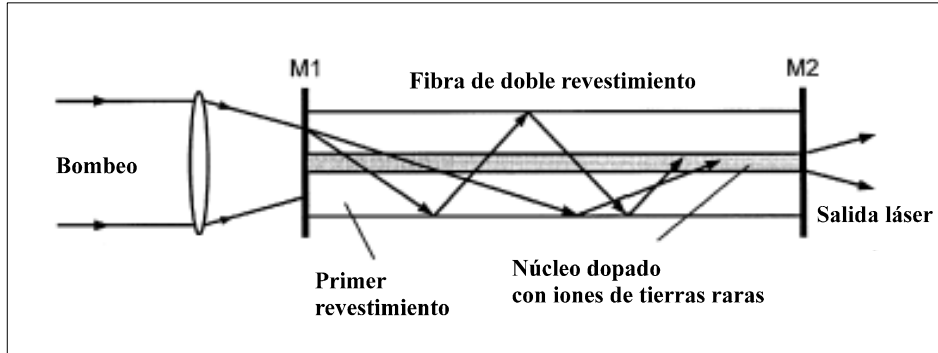


Figura 3.4: Diagrama esquemático del bombeo a una fibra láser de doble revestimiento. La luz del bombeo es introducida dentro del primer revestimiento, de esta manera se propaga dentro de la fibra y es absorbida por los iones de tierras raras cuando cruza el núcleo[4].

este acoplada dentro del núcleo. Como los diodos láser con salida de potencia de más de 1 W tienen una emisión ancha con respecto a las  $100\mu\text{m}$  un eficiente acoplamiento dentro del núcleo llega a ser una seria barrera para la construcción de fibras láser de alta potencia. Una estructura de doble revestimiento para estas fibras ha sido desarrollada para resolver este problema.

Las características de una fibra láser de doble revestimiento son que separa la región de propagación para el bombeo y la luz de láser basado en una estructura coaxial que provee buen acoplamiento de la luz dentro del revestimiento externo y buena superposición entre el bombeo y la luz de láser en el núcleo. La superposición se muestra en la fig.3.4 la luz de bombeo del diodo láser es fácilmente acoplada dentro del revestimiento interior y se propaga a manera de zig-zag.

Los parámetros estructurales del núcleo y el revestimiento interior satisfacen las condiciones de operación para monomodo a la longitud de onda de láser. La diferencia entre el índice de refracción del revestimiento interior y el exterior es muy grande. Una fibra láser con estructura de doble revestimiento fue estudiada primeramente para las fibras láser dopadas con Nd y posteriormente aplicada también a las fibras láser dopadas con Yb[9].

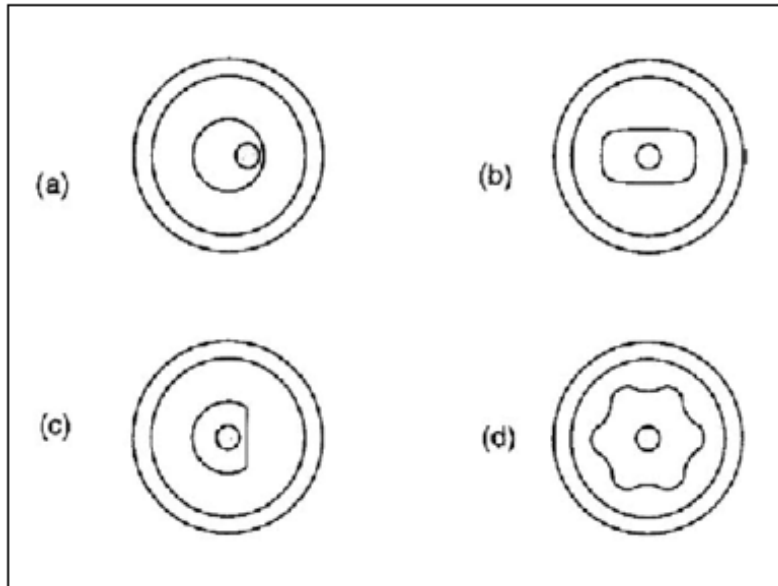


Figura 3.5: Diversas formas de revestimiento interior (inner cladding) para las fibras láser de doble revestimiento

En las fibras láser de doble revestimiento, el núcleo activo de la fibra es rodeado por un segundo revestimiento el cual actúa como una guía de onda de gran diámetro para la luz de bombeo[27]. Para incrementar la potencia de bombeo en la fibra este revestimiento es diseñado con una gran apertura numérica (NA), además la forma del revestimiento generalmente no es circular para hacer que más potencia de bombeo entre al núcleo de la fibra, ya que la eficiente absorción de la potencia de bombeo cambia con la forma del revestimiento[28]. La utilización de estas fibras mejora la eficiencia de absorción de la luz y por lo tanto es posible obtener potencias de emisión de varios Watts

Los láseres de fibra óptica son compactos y ligeros, pueden producir luz láser desde el ultravioleta hasta el infrarrojo medio, producen haces de alta calidad y concentrados en un área muy pequeña, no necesitan sistemas de enfriamiento debido a que las fibras son excelentes disipadoras de calor. Estas y otras características los hacen aptos para diversas aplicaciones en medicina, nanotecnología, etc.[23]

### 3.4. Diseño de la cavidad láser

Las fibras láser pueden ser diseñadas con una variedad de cavidades láser. El tipo más común es la cavidad Fabry-Perot la cual es hecha colocando el medio de ganancia entre dos espejos altamente reflectores[29]. En el caso de las fibras láser los espejos están en contacto con los extremos de la fibra. El bombeo es usualmente enfocado dentro de la cavidad a través de un espejo, el cual debe ser dicróico para transmitir el bombeo. En los láseres basados en alta ganancia de transición, los espejos reflectores pueden ser eliminados, y la débil reflexión de Fresnel en los extremos de la fibra puede proveer suficiente retroalimentación para alcanzar la oscilación[8].

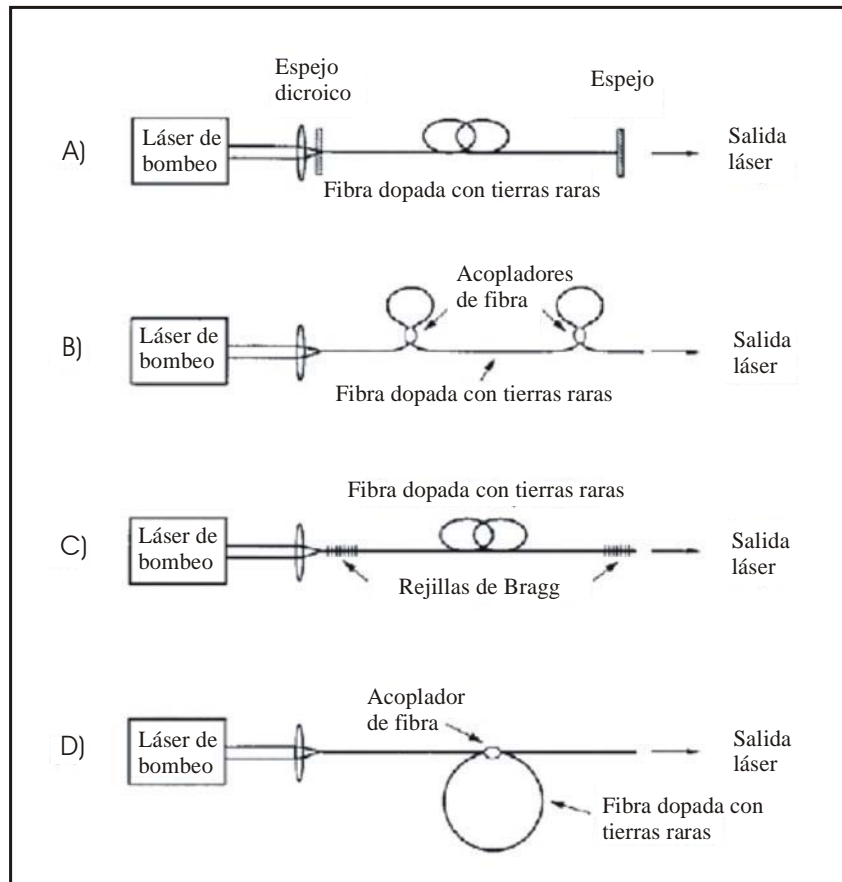


Figura 3.6: Esquema de varios resonadores de fibra: A) Fabry-Perot con dieléctricos reflectores, B) Fabry-Perot con reflectores de fibra, C) Fabry-Perot con rejillas de Bragg en fibra, D) anillo.

# Capítulo 4

## Experimentos y Resultados

### 4.1. Introducción

Gracias al estudio de las fibras láser de doble revestimiento y la posibilidad de obtener diodos de bombeo con unas pocas docenas de Watts, las fibras láser comienzan a ser consideradas como fuentes de coherencia muy atractivas.

El confinamiento óptico proporcionado por la fibra combinado con las excelentes propiedades de los iones trivalentes de tierras raras, hace este tipo de láseres extremadamente eficientes. Pueden operar con umbrales muy bajos como 100  $\mu\text{m}$  y pueden ser bombeados para producir salidas de potencias de conversión ópticas tan grandes como 50 %. Las fibras láser ahora compiten directamente en varios dominios con las fuentes de semiconductores. Sobre las cuales presentan ventajas como brillantez, excelente calidad de modo, alta eficiencia de acoplamiento en una fibra monomodo y una estabilidad superior con respecto a la temperatura[8].

Este capítulo inicialmente contiene los resultados del estudio de dos fibras láser de doble revestimiento (Verrillon y X) en el régimen de onda continua (cw). Posteriormente se muestran los resultados de las fibras láser en el régimen de onda continua con polarización de la emisión laser obtenida.

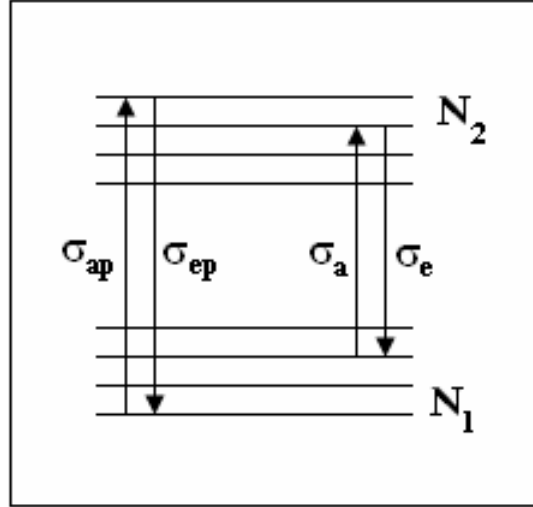


Figura 4.1: Diagrama de energías para un sistema láser de 3 niveles como el  $Yb^{3+}$ .

## 4.2. Ecuaciones de razón

Los dos parámetros más importantes que caracterizan un láser son el umbral de la potencia de bombeo y la eficiencia con la cual el láser convierte la potencia de bombeo en potencia láser una vez que ha alcanzado el umbral. El umbral láser está determinado por la ganancia requerida para compensar las pérdidas totales de la cavidad en cada viaje de ida y vuelta.

El diagrama de energía para un sistema láser de tres niveles se muestra en la Fig.4.1. La potencia de bombeo  $P_p^\mp(z)$  a la longitud de onda  $\lambda_p$  es acoplada dentro del primer revestimiento a  $z = 0$  y propagándose a lo largo de  $z$  en dirección positiva o negativa, respectivamente. La fracción del bombeo que se acopla al núcleo activo es representada por el factor  $\Gamma_p$  dado aproximadamente por la razón entre el área del núcleo y el primer revestimiento. La generación y amplificación de la luz láser es concentrada principalmente en el núcleo, con densidad de potencia  $P_p^\mp(z, \lambda)$  por unidad de longitud de onda y factor de traslape  $\Gamma_s$ .

Para los láseres en modo de onda continua, el conjunto de ecuaciones de razón



independientes del tiempo están dadas por:

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{(P_\bullet^+(z)+P_\bullet^-(z))\sigma_{a\bullet}\Gamma_\bullet}{h\nu_\bullet A} + \frac{\Gamma_s}{hcA} \int \sigma_a(\lambda)[P^+(z, \lambda) + P^-(z, \lambda)]\lambda d\lambda}{\frac{(P_\bullet^+(z)+P_\bullet^-(z))(\sigma_{a\bullet}+\sigma_{e\bullet})\Gamma_\bullet}{h\nu_\bullet A} + \frac{1}{\tau} + \frac{\Gamma_s}{hcA} \int (\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda))[P^+(z, \lambda) + P^-(z, \lambda)]\lambda d\lambda} \quad (4.1)$$

$$\mp \frac{P_p^\mp(z)}{dz} = -\Gamma_p \{ \sigma_{ap}N + [\sigma_{24} - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})]N_2(z) \} P_p^\mp(z) - \alpha(z, \lambda_p) P_p^\mp(z) \quad (4.2)$$

$$\frac{P_p^\mp(z, \lambda)}{dz} = \Gamma_s [(\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda))N_2(z) - \sigma_a(\lambda)N] P^\pm(z, \lambda) + \Gamma_s \sigma_e(\lambda) N_2(z) P_o(\lambda) - \alpha(z, \lambda) P^\mp(z, \lambda) \quad (4.3)$$

Donde  $N = N_1(z) + N_2(z)$  fue usado para eliminar  $N_1(z)$  de las ecuaciones.

El signo más y menos representa la propagación negativa o positiva a lo largo de la dirección  $z$  respectivamente,  $\nu_p$  es la frecuencia de bombeo,  $A$  es el área de la sección transversal del núcleo y el coeficiente  $\alpha$  representa las pérdidas por dispersión. Otros parámetros son la constante de Planck  $h$ ,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. Las funciones  $\sigma_e(\lambda)$  y  $\sigma_a(\lambda)$  son las secciones eficaces de emisión y absorción respectivamente y  $\sigma_{ep} = \sigma_e(\lambda_p)$  y  $\sigma_{ap} = \sigma_a(\lambda_p)$ . La densidad de población del nivel superior esta dado por  $N_2(z)$ , con el tiempo de vida espontáneo  $\tau$ . El bombeo ESA (excited state absorption) es representado por la sección eficaz  $\sigma_{24}$ , . La densidad de potencia por unidad de longitud de onda  $P_o(\lambda)$  en 4.3 representa la contribución de la emisión espontánea dentro del modo de propagación láser y esta dado por  $P_o = 2hc^2/\lambda^3$ , donde el factor de 2 es debido a las dos direcciones ortogonales de polarización.

#### 4.2.1. Soluciones aproximadas

Usualmente un láser en modo de cavidad libre oscilará a una longitud de onda donde  $\sigma_a \ll \sigma_e$ , por lo cual las condiciones de umbral son bajas. En consecuencia

se puede aproximar que  $\sigma_{24} = \sigma_{ep} = 0$  y  $\sigma_{as} \ll \sigma_{es}$  donde  $\lambda = \lambda_s$  es la longitud de onda de oscilación. Por lo tanto también se puede asumir que la potencia de la señal circulante es bastante alta para saturar el medio de ganancia y suprimir la emisión espontánea. Así se asume que  $N_2(z) \ll N$  sobre una parte significativa de la longitud láser.

Considerando que  $\alpha_p$  son las perdidas por dispersión a  $\lambda = \lambda_p$  y  $g_0(z)$  es la ganancia de pequeña señal para bombeo lo suficientemente fuerte la potencia de salida de láser esta dada por la siguiente ecuación:

$$P_{out}^{\mp} = P_s^+(L)(1 - R_2(\lambda_s)) \quad (4.4)$$

Donde

$$P_s^+(L) = \frac{P_{sat}\sqrt{R_1}}{\sqrt{R_1}(1 - R_2) + \sqrt{R_2}(1 - R_1)} \left[ \frac{g_0(0) + N\Gamma_s\sigma_a(\lambda_s)}{N\Gamma_p\sigma_{ap} + \alpha_p} \right] \cdot (1 - \exp[-(N\Gamma_p\sigma_{ap} + \alpha_p)L]) - N\Gamma_s\sigma_a(\lambda_s)L - \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1R_2}}\right) \quad (4.5)$$

La cual varía lentamente con la longitud de onda de oscilación  $\lambda = \lambda_s$ . Con esta aproximación la potencia de salida varía linealmente con la potencia de bombeo, a través de  $g_0(0)$ . La pendiente de eficiencia (slope efficiency), se define como la razón  $dP_{out}/dP_{abs}$  y es una medida de la eficiencia con la cual el láser convierte la potencia de bombeo a potencia de salida una vez que ha alcanzado el umbral, donde  $P_{abs}$  es la potencia de bombeo absorbida.

El umbral de laseo esta dado por

$$[P_p(0)]_{th} = \frac{\left[ N\Gamma_s\sigma_a(\lambda_s) + \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1R_2}}\right) \right] \left(\frac{\nu_s}{\nu_p}\right) P_{sat}(N\Gamma_p\sigma_{ap} + \alpha_p)}{N\Gamma_p\sigma_{ap}\{1 - \exp[-(N\Gamma_p\sigma_{ap} + \alpha_p)L]\}} \quad (4.6)$$

### 4.3. Láser en cavidad libre

El trabajo experimental en esta parte consistió en la construcción de dos láseres de fibra optica en el regimen de onda continua. Para la realización del experimento

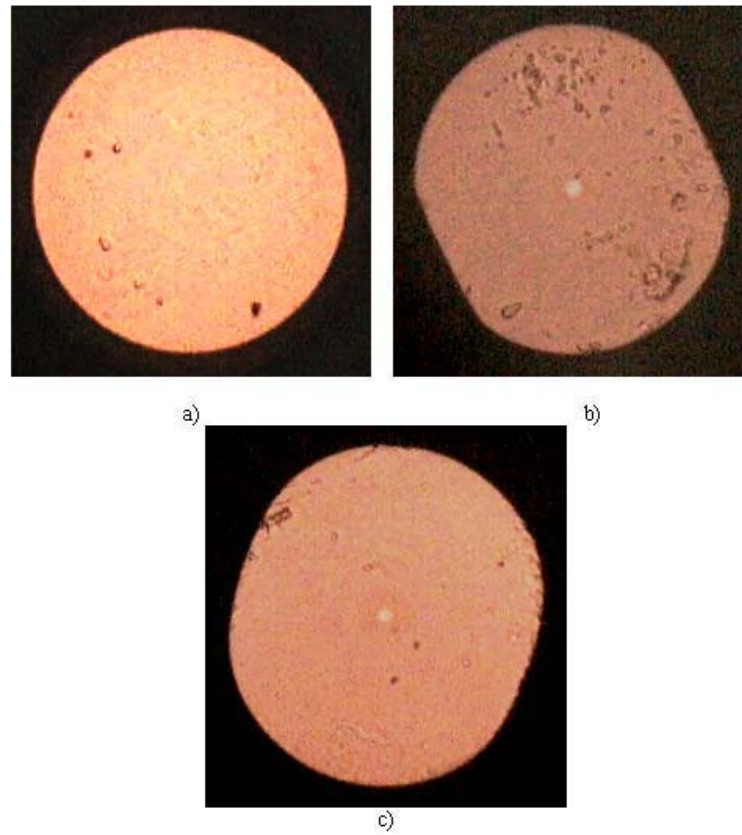


Figura 4.2: Fotografías tomadas de la sección transversal de cada fibra utilizada en este trabajo. La figura a) corresponde a la fibra del diodo láser de bombeo, cuyo diámetro es de  $100\mu m$ , la b) a la Fibra Verrillon cuyas dimensiones son  $125\mu m \times 100\mu m$ , con un núcleo de  $6\mu m$  de diámetro y la c) a la Fibra X cuyas dimensiones son  $125\mu m \times 110\mu m$  con un núcleo de  $5\mu m$ .

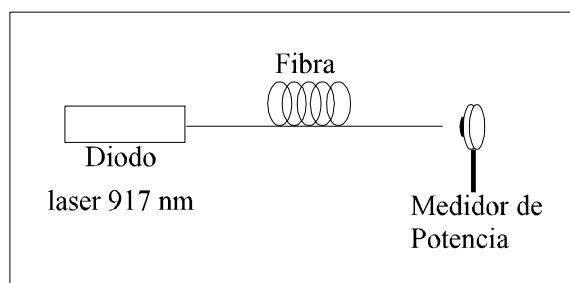


Figura 4.3: Arreglo experimental utilizado para caracterizar el diodo láser de bombeo.

se utilizaron dos fibras ópticas de doble revestimiento activadas con iones de Iterbio (fibra Verrillon y fibra X, Fig. 4.2), cuyas características son: un diámetro del núcleo de  $5\ \mu\text{m}$  y una geometría del revestimiento interior de forma elíptica, con dimensiones son  $125\ \mu\text{m} \times 110\ \mu\text{m}$  para la fibra X; para la fibra Verrillon el diámetro del núcleo es de  $6\ \mu\text{m}$ , la geometría de su revestimiento interior es de una doble D, cuyas dimensiones son  $125\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ , la concentración de Yb es desconocida en ambas fibras.

En una primera etapa, antes de comenzar a armar el láser de fibra óptica, se procedió a caracterizar el diodo láser que será utilizado para bombear la fibra láser. Este diodo láser tiene una fibra óptica integrada cuyo diámetro de núcleo es  $100\ \mu\text{m}$ ,  $NA = 0,16$  cuya longitud de onda de emisión es de  $917\ \text{nm}$  y fue escogido debido a que la banda de absorción del Iterbio abarca esta longitud de onda (ver Fig. 2.2 y Fig. 2.3). El propósito es medir la potencia de salida en función de la corriente aplicada, para obtener la corriente de umbral y la pendiente de eficiencia del diodo láser.

El procedimiento experimental para caracterizar el diodo láser fue el siguiente: se realizó una variación de la corriente de alimentación del diodo láser, a intervalos de  $100\ \text{mA}$ , en un rango de  $0$  a  $3\ \text{A}$ , posteriormente con un medidor de potencia se registró la potencia de la señal proveniente del diodo láser, el arreglo experimental se muestra en la Fig. 4.3.

En la Fig. 4.4 se observan los resultados obtenidos de la potencia del diodo láser

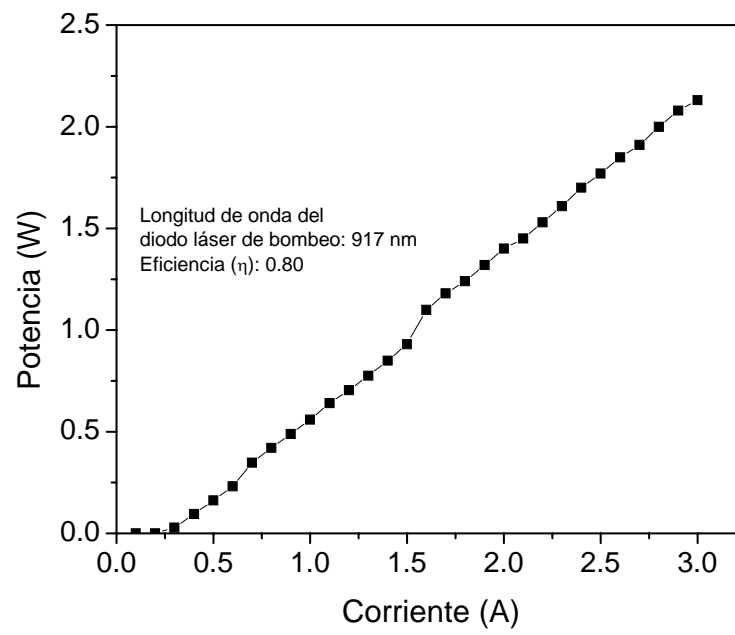


Figura 4.4: Potencia de salida del diodo láser de bombeo en función de la corriente de alimentación. A una longitud de onda de emisión de 917 nm y cuya pendiente de eficiencia es 0.80 W/A

en función de la corriente, donde la máxima potencia obtenida fue de 2.13 W a una corriente de alimentación de 3 A, el umbral láser obtenido fue de 0.028 W a una corriente de 0.3 A, y cuya pendiente de eficiencia es 0.80 W/A.

En cambio los datos reportados por el fabricante son: una potencia de 2.35 W a una corriente de 3 A con una potencia de umbral de 0.24 A y una pendiente de eficiencia de 0.86 W/A. Se observa que existe una pequeña variación entre los datos experimentales y los reportados por el fabricante. Debido a esto se realiza la caracterización del diodo de bombeo, para tener una mayor certeza de los parámetros de bombeo con los cuales se trabajará después.

Posteriormente se procedió a la construcción del láser de fibra óptica en el régimen de onda continua. El objetivo principal es la medición de la potencia de salida en función de la potencia acoplada, para estimar la pendiente de eficiencia de las fibras examinadas. El arreglo experimental utilizado para armar el láser de fibra se muestra en la Fig.4.5, corresponde a un resonador Fabry-Perot. Los espejos de la cavidad láser fueron formados por la reflexión de 4% de Fresnel en ambos extremos de la fibra, esto se logro al cortar cada extremo a un ángulo de  $90^\circ$ . La longitud de la cavidad láser utilizada fue de 8 m para la fibra X y 10 m para la fibra Verrillon.

La fuente de bombeo utilizada fue el diodo láser caracterizado anteriormente, cuya longitud de onda de emisión es de 917 nm. Para acoplar este rayo dentro de la fibra, se utilizó la técnica de cladding-pumping, la cual consiste en que la mayor parte de la luz del bombeo es acoplada dentro del revestimiento interior (inner cladding) y se propaga a manera de zig-zag a lo largo de la fibra, cuando la luz cruza por el núcleo dopado esta es absorbida. De esta manera para acoplar el rayo proveniente del diodo a la fibra láser de doble revestimiento se utilizó un arreglo de lentes (Fig.4.5), cuyas características son apertura numérica de 0.4 y foco de 4 mm. La primera lente se uso para colimar el haz proveniente del diodo láser, debido a que el haz proveniente de él es diverge, empleando la otra lente el haz colimado es enfocado en la fibra láser.

Como se puede observar en el arreglo experimental, un espejo dicroico con una transmitancia de 99% a la longitud de onda de bombeo (917 nm) y una reflexión de

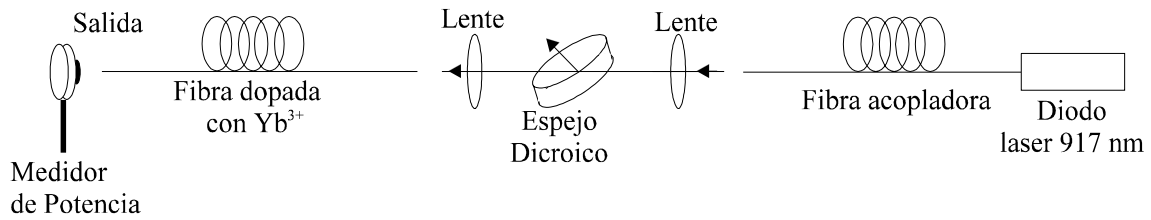


Figura 4.5: Arreglo experimental utilizado para la realización del láser de fibra óptica dopada con iones de Iterbio.

99 % para la longitud de onda de la emisión láser (1080 nm), se colocó en uno de los extremos de la fibra con el fin de separar la señal láser de la de bombeo, esto con el fin de proteger el diodo láser de la luz láser generada por la fibra, ya que de no usar este dispositivo, se corre el riesgo de que la señal láser regrese y dañe ópticamente la región de emisión del diodo láser de bombeo cuando se incrementa la potencia.

### 4.3.1. Láser de fibra óptica realizado con la fibra Verrillon

De la misma manera como se realizó con el diodo láser de bombeo, se procedió a la caracterización del láser de fibra óptica de doble revestimiento dopada con iones de Iterbio de la fibra Verrillon, esto es medir la variación de la potencia de salida en función de la corriente en un rango de 0 a 3 A (ver Fig.4.5 ). El objetivo es obtener la corriente de bombeo a la cual se obtiene emisión láser, esta corriente de bombeo puede llamarse corriente de umbral, debido a que nos da el parámetro de corriente en el cual comienza la emisión láser. La razón por la cual se realizó esta medición fue para tener un mejor control del experimento, ya que nos permitió controlar de una manera más eficiente la alimentación de corriente del diodo láser de bombeo. La gráfica obtenida de estas mediciones se muestra en la Fig. 4.6, donde observa el comportamiento que tiene la fibra Verrillon en función de la corriente de alimentación del diodo láser de bombeo, y de la cual se puede deducir que la corriente de umbral de la fibra Verrillon es de 0.8 A a los cuales corresponde a una potencia del diodo láser de bombeo de 0.042 W .

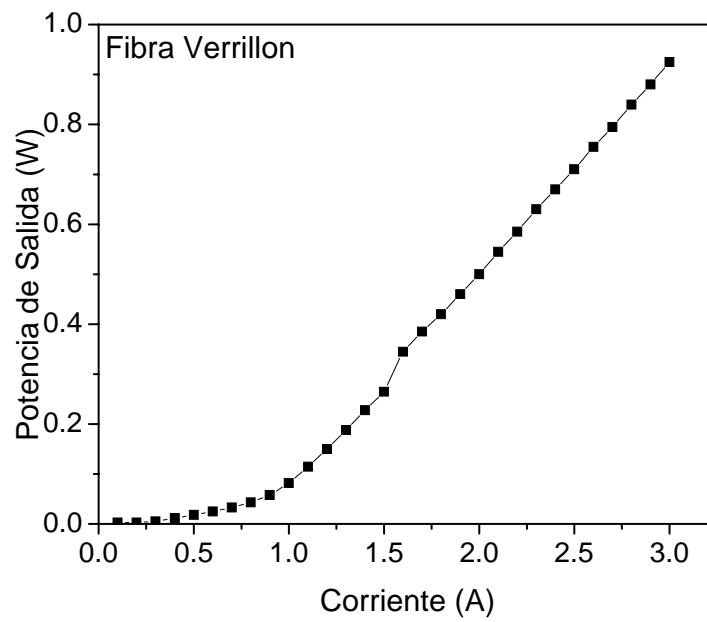


Figura 4.6: Curva característica de la fibra Verrillon como láser de cavidad libre.



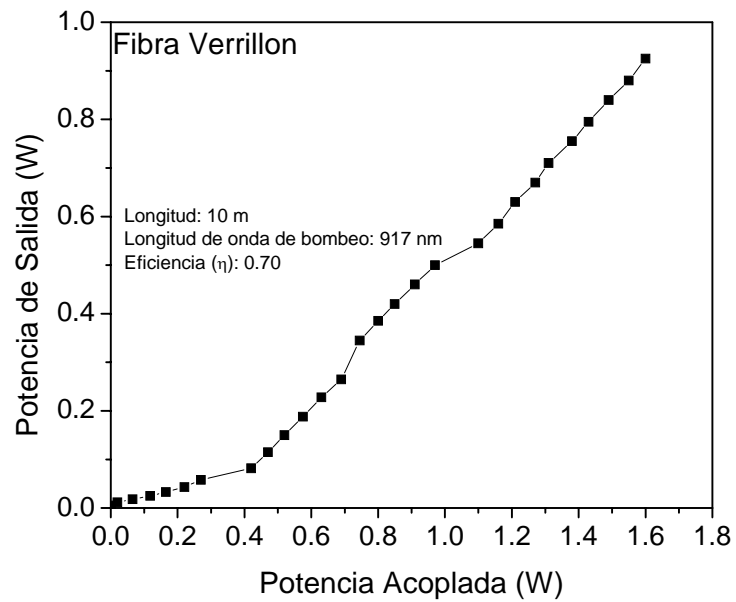


Figura 4.7: Potencia obtenida a la salida en función de la potencia acoplada para la fibra Verrillon.

En la Fig.4.7 se muestra la gráfica de la potencia de salida en función de la potencia acoplada. El objetivo de esta medición es estimar la pendiente de eficiencia de conversión óptica de la fibra. Para obtener la medición de la potencia acoplada se utiliza el mismo arreglo experimental de la Fig.4.5 solo que en esta ocasión la longitud de la fibra dopada que se uso es de solo unos cuantos centímetros, la razón por la cual se utiliza solamente un trozo de fibra, es debido a que independientemente de la concentración de iones que esta tenga, se considera que la luz dentro de ella corresponde en su gran mayoría a la luz de bombeo, ya que la cantidad de iones que se encuentra en este trozo de fibra es muy pequeña y no absorbe una cantidad significativa de la luz de bombeo. Para la fibra Verrillon la longitud que se utilizó para realizar la medición de la potencia acoplada fue de 22 cm. En esta gráfica (Fig. 4.7) se observa como después del umbral, la potencia de salida tiene un comportamiento lineal conforme aumenta la potencia acoplada [34], del análisis de ella se derivan los siguientes resultados: la potencia máxima de salida obtenida para la fibra Verrillon fue de 0.925 W correspondiente a una potencia acoplada de 1.6 W y una pendiente de eficiencia de 0.70 con respecto a la potencia acoplada, el umbral láser de la fibra se encontró en 0.42 W de potencia acoplada. Cabe mencionar que la pendiente de eficiencia se calculo haciendo una aproximación lineal a los datos experimentales.

Otra mencion sería que no se obtuvieron resultados experimentales con respecto a la potencia absorbida, debido a que en el laboratorio no se contaba con los instrumentos necesarios para realizar esta medición, de haber contado con ellos el procedimiento sería el siguiente, un segundo espejo dicroico se colocaría entre la salida de la fibra Verrillon y el medidor de potencia, de esta manera se obtendría la medición de la potencia de bombeo no absorbida por la fibra, posteriormente se restaría esta cantidad a la potencia de bombeo acoplada a la fibra para así obtener los valores de la potencia absorbida por la fibra.

Finalmente en la Fig. 4.8 se muestra el espectro de emisión del láser de la fibra Verrillon, el cual se obtuvo con el analizador espectral, el espectro se obtuvo a una corriente del diodo láser de bombeo de 2.2 A correspondiente a una potencia de 1.53 W. El pico de emisión se encuentra centrado a una longitud de onda de 1086.5

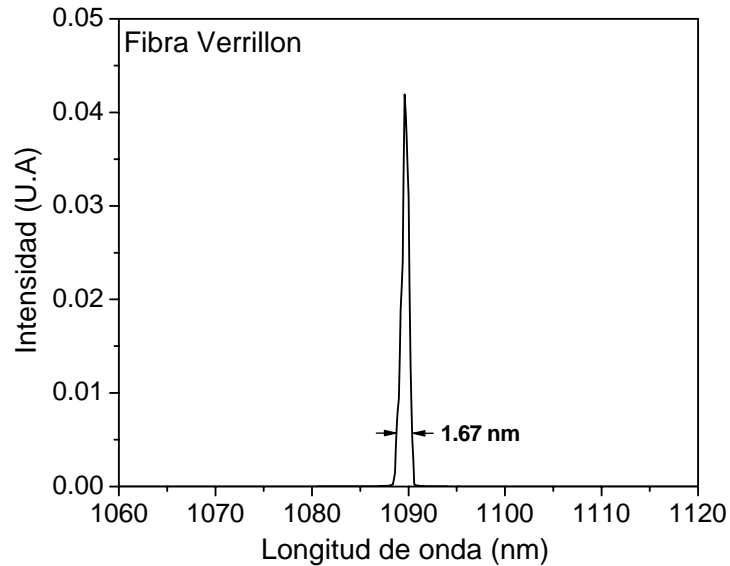


Figura 4.8: Espectro Láser Fibra Verrillon.

nm y tiene una potencia de 585 mW. El ancho de línea medido fue de 1.67 nm ( $1/e^2$ ). Es importante mencionar que por estar hecho el láser en cavidad libre no se tiene control de la longitud de onda de emisión, esto sería diferente si se hubieran usado como espejos para el resonador rejillas de Bragg grabadas en una fibra óptica con una alta reflectividad en una longitud de onda específica.

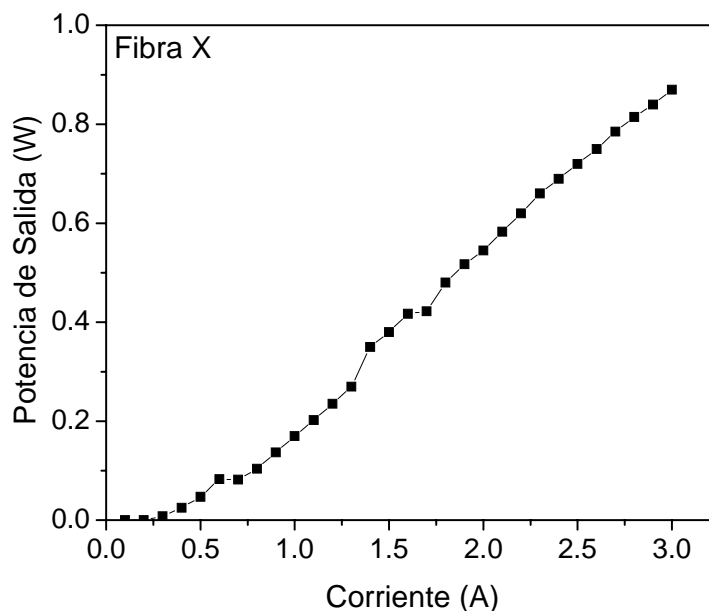


Figura 4.9: Curva característica de la fibra X como láser de cavidad libre.

### 4.3.2. Láser de fibra óptica realizado con la fibra X

De la misma manera que con la fibra Verrillon se procedieron a realizar los mismos experimentos con la fibra X, de esta menciono anteriormente se usó el arreglo experimental mostrado en la Fig. 4.5, en esta ocasión la longitud de la fibra fue de 8 m.

En la Fig. 4.9 se muestra la gráfica correspondiente a la potencia de salida en función de la corriente del diodo láser de bombeo, como se mencionó anteriormente el objetivo es obtener la corriente de bombeo a la cual se obtiene emisión láser (corriente de umbral). En esta gráfica se observa el comportamiento que tiene la fibra X en función de la corriente de alimentación del diodo láser de bombeo, y de la cual se deduce que la corriente de umbral de la fibra X es de 0.4 A a la cual corresponde a una potencia del diodo láser de bombeo de 0.095 W.

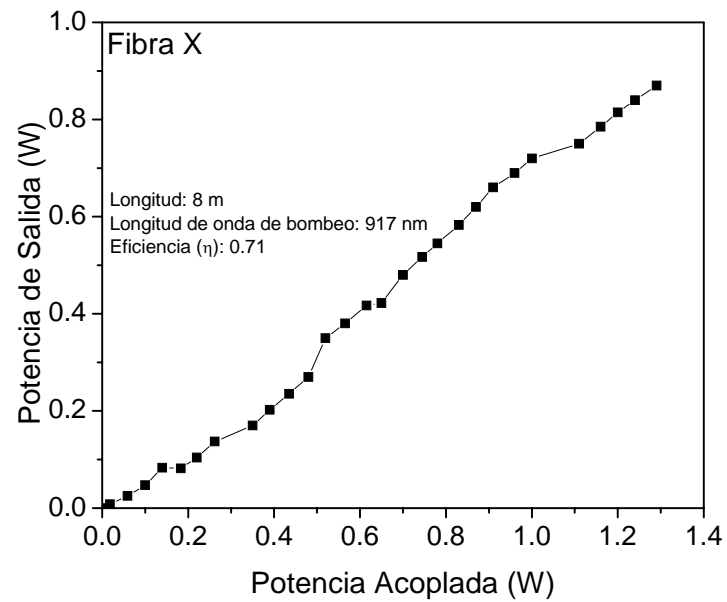


Figura 4.10: Potencia obtenida a la salida en función de la potencia acoplada para la fibra X.

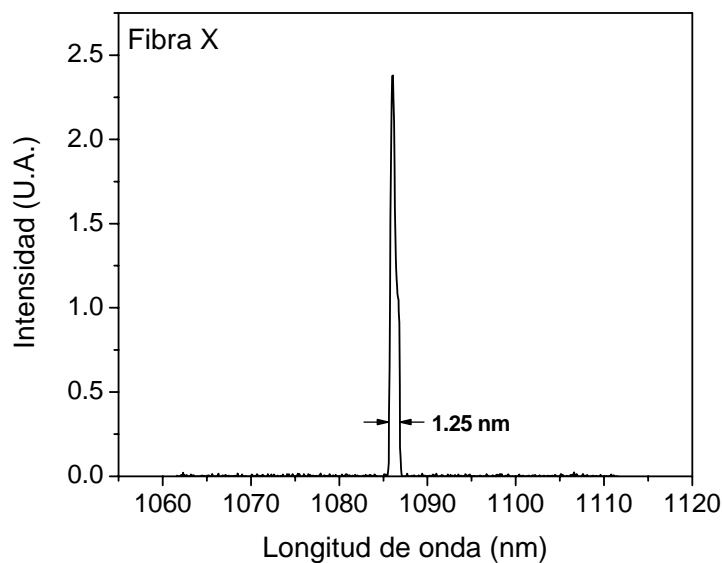


Figura 4.11: Espectro Láser Fibra X.

En la Fig. 4.10 se muestra la gráfica de la potencia de salida en función de la potencia acoplada. Como ya se dijo anteriormente esta medición nos permite estimar la pendiente de eficiencia de conversión óptica de la fibra. Para obtener la medición de la potencia acoplada se utiliza el mismo arreglo experimental de la Fig. 4.5 con una longitud de la fibra X de 28 cm. En esta gráfica (Fig. 4.10) se observa el mismo comportamiento observado en la fibra Verrillon, esto es que después del umbral, la potencia de salida tiene un comportamiento lineal conforme aumenta la potencia acoplada. Los resultados obtenidos para la fibra X son los siguientes: la potencia de umbral para el láser realizado con la fibra X se encontró en 0.14 W de la potencia acoplada, la potencia máxima de salida obtenida fue de 0.87 W a la que corresponde una potencia acoplada de 1.29 W y una pendiente de eficiencia de 0.71 con respecto a la potencia acoplada.

En la Fig. 4.11 se muestra el espectro de emisión del láser de la fibra X, se obtuvo con el analizador espectral. El pico de emisión se encuentra centrado a una longitud de onda de 1086 nm, el ancho de línea medido fue de 1.25 nm ( $1/e^2$ ).

<b>Fibra</b>	<b>Verrillon</b>	<b>X</b>
Forma	Doble D	Elíptica
Dimensiones ( $\mu\text{m}$ )	125 $\times$ 100	125 $\times$ 110
Diametro del núcleo ( $\mu\text{m}$ )	6	5
Longitud de la fibra (m)	10	8
Potencia de umbral (W)	0.42	0.14
Potencia máxima obtenida (W)	0.925	0.870
Pendiente de eficiencia	0.70	0.71
Longitud de onda de emisión (nm)	1086.5	1086
Ancho de línea medio ( $1/e^2$ )	1.67	1.25

Tabla 4.1: Propiedades geométricas y resultados obtenidos de las fibras utilizadas.

## 4.4. Polarización de la emisión láser obtenida

Las fibras láser dopadas con tierras raras a menudo tienen más birrefringencia que las fibras estándar[37], a pesar de esto la salida láser de una fibra de doble revestimiento esta parcial y elípticamente polarizada, con un grado de polarización cercano a cero abajo y arriba del umbral láser, y próximo a 1, muy cerca del umbral láser [38].

Por esta razón para polarizar la emisión láser de las fibras estudiadas se utilizaron elementos externos (una placa de media onda ( $\lambda/2$ ) y un prisma polarizador).

Los prismas polarizadores funcionan de la siguiente manera, luz monocromática no-polarizada incide normalmente sobre una de las caras externas del cubo y es separada en dos rayos polarizados linealmente cuando emergen del cubo a través de las caras adyacentes de este y en direcciones que están separadas por un ángulo de  $90^\circ$ .

El efecto que tiene la placa de media onda es rotar el plano de polarización a través de un ángulo  $2\theta$ , el ángulo  $\theta$  puede ser orientado continuamente y de esta manera el plano de polarización del rayo emergente también puede ser continuamente orientado.

Para determinar de forma completa el estado de polarización de un haz son necesarios tres parámetros independientes, por ejemplo los semiejes mayor y menor de la elipse de polarización (a, b) y la orientación de la elipse.

G. Stokes, con el propósito de poder describir en forma matemática la luz parcialmente polarizada, introdujo en 1852 cuatro parámetros  $S_0, S_1, S_2, S_3$ , que determinan por completo la elipse de polarización. Estos parámetros, a los que llamaremos parámetros de Stokes para una onda completamente polarizada, están definidos como:

$$S_0 = a_1^2 + a_2^2 \quad (4.7)$$

$$S_1 = a_1^2 - a_2^2 \quad (4.8)$$



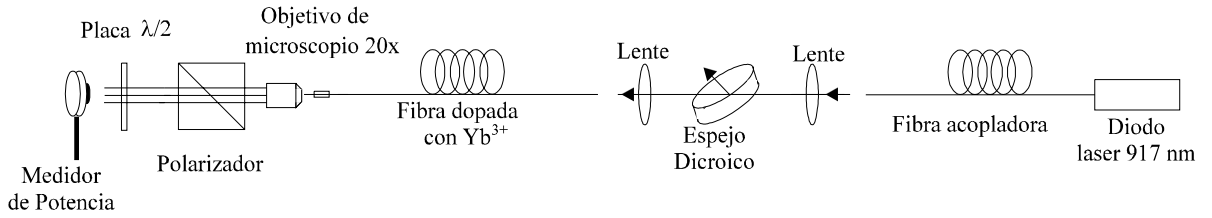


Figura 4.12: Arreglo experimental usado para polarizar la señal láser obtenida.

$$S_2 = 2a_1a_2\cos\delta \quad (4.9)$$

$$S_3 = 2a_1a_2\sin\delta \quad (4.10)$$

Donde  $\delta$  es la diferencia de fase entre las dos ondas linealmente polarizadas[39].  $S_0$  representa la irradiancia total del haz.  $S_1$  indica un predominio de la componente horizontal ( $S_1 > 0$ ) o vertical ( $S_2 < 0$ ) según sea positivo o negativo.  $S_2$  implica una tendencia de la luz a un estado de polarización lineal orientado ya sea  $+45^\circ$  ( $S_2 > 0$ ) ó  $-45^\circ$  ( $S_2 < 0$ ).  $S_3$  revela la tendencia de la luz a tener sentido derecho ( $S_3 > 0$ ) o izquierdo ( $S_3 < 0$ ) o ninguno de los dos ( $S_3 = 0$ ).

Como se menciono anteriormente los estados de polarización de una fibra láser de doble revestimiento se han medido y muestran una dependencia con el bombeo. La salida del láser esta parcialmente polarizada (polarización elíptica) cerca del umbral y prácticamente no polarizada por arriba del umbral[38]. Por lo anterior en el presente trabajo se sustrae una de las componentes lineales de polarización de la fibra láser lejos del umbral. Esto se hace de la siguiente manera.

Debido a la falta de equipo, en el laboratorio no fue posible medir los parámetros de Stokes, pero de acuerdo al material existente fue posible obtener una estimación de la polarización de las fibras.

El arreglo experimental utilizado se muestra en la Fig.4.12, en esta se puede observar que a diferencia del arreglo usado anteriormente (Fig.4.5) en el extremo de la fibra se colocó un objetivo de microscopio de 20 x para concentrar el haz láser proveniente de la fibra, debido a que el haz emergente tiende a divergir, enseguida este haz se hizo incidir sobre el prisma polarizador con el propósito de polarizar el

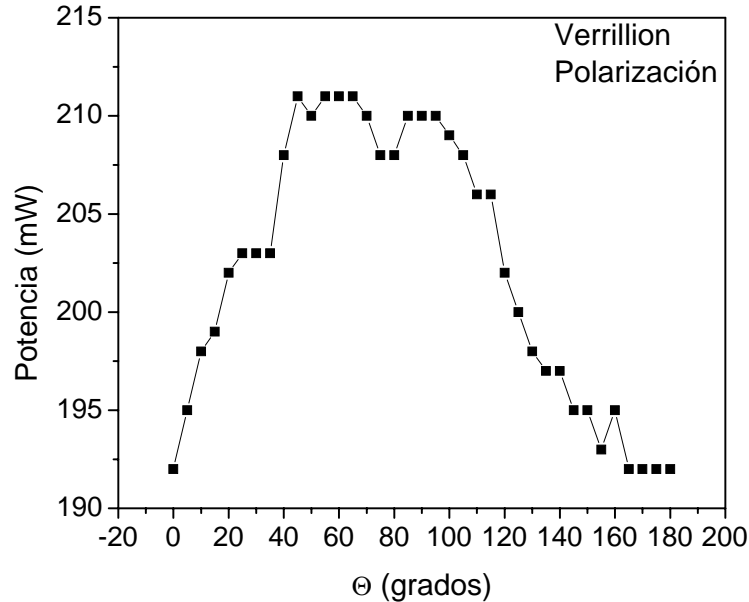


Figura 4.13: Gráfica de la potencia medida a la salida en función del ángulo de rotación para la Fibra Verrillon.

haz linealmente, ya que la luz del haz proveniente de la fibra es prácticamente no polarizado por arriba de la potencia de umbral[38]. Finalmente se colocó una placa de media onda ( $\lambda/2$ ) para rotar el ángulo de polarización del haz emergente. La placa de media onda fue girada a intervalos de  $5^\circ$  con respecto al eje del polarizador.

El arreglo experimental utilizado se muestra en las Fig.4.13 y Fig.4.14 se observa el comportamiento de la potencia medida a la salida de la placa en función del ángulo de rotación, estas medidas fueron hechas a una corriente de bombeo fija de 3 A. Se puede ver en estas gráficas que la potencia máxima obtenida fue de 200mW para la fibra X al girarla de  $60^\circ$  a  $90^\circ$  con respecto al eje del polarizador, en cambio para la fibra Verrillon la potencia máxima obtenida fue de 211 mW al girar la placa de  $45^\circ$  a  $65^\circ$ . La disminución de la potencia se debe a dos cosas principalmente, la primera es que se pierde el 4% de la potencia cada vez que el haz pasa a través de un elemento óptico, y la otra es debido a que el haz emergente al ser un haz no

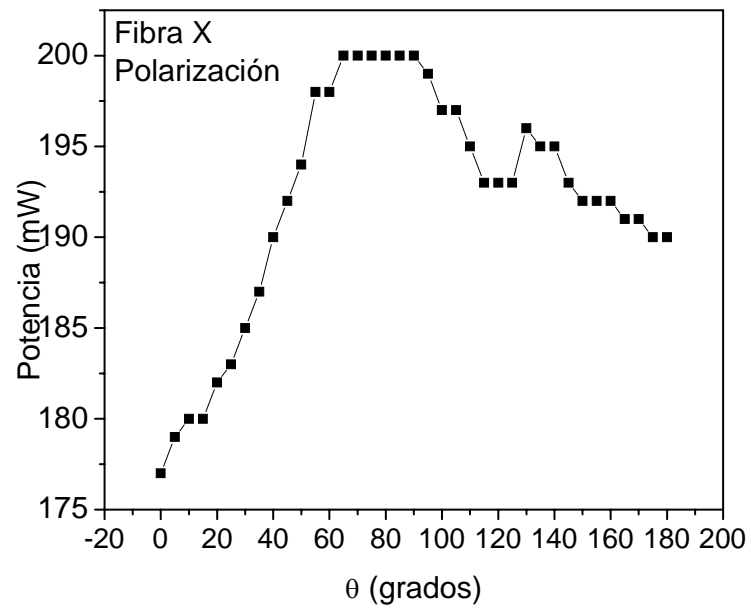


Figura 4.14: Gráfica de la potencia medida a la salida en función del ángulo de rotación para la Fibra X.

polarizado cuando pasa a través del prisma polarizador sustraemos solamente una de las componentes lineales de la polarización, con lo cual, en el mejor de los casos obtendríamos una disminución de la potencia del 50% de la luz incidente.

También de estas gráficas se puede concluir que en el rango de giro que va de 50 a 90 grados para la fibra Verrillon y de 60 a 85 grados para la fibra X, hay cierto grado de polarización debido a que se observa un comportamiento constante de la potencia en este rango de giro, lo que puede traducirse como un mismo tipo de polarización en dicho rango.

# Capítulo 5

## Conclusiones

Se lograron cumplir satisfactoriamente los objetivos planteados al inicio de esta tesis los cuales son:

- a) La caracterización espectroscópica de las fibras láser, es decir calculo de las secciones eficaces de absorción y emisión, de cada uno de los láseres, con el fin de normalizar los espectros de absorción y emisión, y así obtener el rango de longitud de onda en la cual los láseres van a tener mayor eficiencia cuantica de emisión, es decir el rango en el cual la sección eficaz de emisión es mayor que la sección eficaz de absorción.
- b) La implementación de dos láseres de fibra óptica de doble revestimiento dopados con iones de Iterbio (modo cavidad libre).
- c) Polarizar la señal láser obtenida de los dos láseres y cuantificar la potencia de la señal polarizada.

De esta manera se construyeron dos láseres de fibra óptica ( $\text{Yb}^{3+}$ ) de doble revestimiento, comenzando desde la medición de fluorescencia de las fibras, formación de la cavidad y obtención de la señal.

Se midieron los espectros de absorción y emisión de las fibras. Se calcularon las secciones eficaces de emisión y absorción en un punto del espectro para las fibras Verrillon y X, usando la ecuación de Fuchtbauer-Ladenber y la teoría de McCumber,

con estos valores se normalizaron los espectros de emisión y absorción obteniendo así el rango donde la sección eficaz de emisión es mayor que la sección eficaz de absorción, pudiendo concluir con estos resultados que se tiene una alta eficiencia cuantica en este rango.

Así al comparar los espectros de las secciones eficaces de emisión y absorción para cada fibra, se observa que la sección eficaz de emisión es mayor que la sección eficaz de absorción en el rango de longitudes de onda 1000 nm a 1050 nm. Por lo tanto, en ese rango las fibras tienen emisión láser con alta eficiencia cuantica.

En general, en los láseres de fibra dopados con iones de Iterbio, debido a la forma de sus niveles de energía hay muy poca diferencia entre el tiempo de decaimiento radiativo y el tiempo de decaimiento de la fluorescencia de esta manera presentan altas eficiencias de conversión [4] comparados con láseres de otras tierras raras.

Además con estos resultados se realizó una estimación de la cantidad de iones de Yb contenido en cada fibra obteniendo así que la fibra Verrillon tiene una cantidad estimada de iones mayor que la fibra X.

Se realizó la implementación de dos láseres de fibra óptica en el régimen de onda continua (cw), cada uno con diferente geometría del revestimiento (Fig.4.2). Obteniendo una potencia máxima de salida de 0.925 W para la fibra Verrillon y 0.870 W para la fibra X. Es importante mencionar que estas potencias de salida pueden ser de una magnitud mayor si se incrementa la potencia de bombeo.

La longitud de onda de emisión de estos láseres fue de 1086 nm y 1086.5 nm con un ancho de línea medio de 1.67 nm y 1.25 nm ( $1/e^2$ ) para la fibra X y la fibra Verrillon respectivamente.

Finalmente se logró la polarización de la emisión láser en la longitud de onda que se menciono anteriormente, con una potencia de salida máxima medida de 200 mW y 211 mW (fibra X y fibra Verrillon ); en particular un láser de Iterbio se puede aplicar en:

i) para bombear cristales no lineales.

- ii) medicina, en terapia endoscópica, debido a que la longitud de onda de este láser puede ser absorbida por la melanina, los tejidos pigmentados y la proteína[41].
- iii) aplicaciones industriales, como rotulador de texto o símbolos en películas plásticas [42] o en soldadura, ya que se pueden obtener altas potencias de emisión de luz.
- iv) también puede utilizarse como reemplazo de los láseres de Nd, ya que ambos tienen longitud de onda de emisión en el mismo rango.

Este láser en particular se puede implementar a más alta potencia, modularlo y con el arreglo que se implementó en esta tesis para polarizar la señal, entonces es posible usarlo para generar otras longitudes de onda usando cristales no lineales.

Además de tener una mejor señal en comparación con los diodos láser, los láseres de fibra óptica ofrecen la posibilidad de tener una mayor estabilidad, mayor tiempo de vida, temperaturas altas sin necesidad de enfriamiento y sin cambios en la señal emitida, versatilidad en materiales que se pueden usar como dopantes para ampliar el rango de las posibles longitudes de onda de emisión, etc.

### Trabajo a Futuro

Utilizar rejillas de Bragg con núcleo compatible a las fibras de doble revestimiento (200  $\mu\text{m}$ ) como espejos para el resonador.

Para aumentar la potencia de bombeo es posible usar dos diodos láser de bombeo unidos en serie por un acoplador de fibra tal que con la misma corriente y el mismo controlador se obtengan potencias de salida mayores y por ende una emisión láser más potente.

Estos láser de fibra óptica pueden ser utilizados en aplicaciones no lineales como la generación de segundo armónico para doblar la frecuencia dentro de la región de longitud de onda de 545 nm (visible).

# Referencias

- [1] Snitzer, E., “Optical maser action of Nd in a barium Crown Glass”, *Phys Rev. Lett.*, 7, 444, (1961).
- [2] Mears W.J., ” Neodymium-doped silica single mode fiber lasers”. *Electronics Lett*; 21, 738, (1985).
- [3] B. Ortaç, A. Hideur, M. Brunel, C. Chédot, J. Limpert, A. Tünnermann, F. Ö. Ilday, “Generation of parabolic bound pulses from a Yb-fiber laser”, *Optic Express*, pp. 6075, Vol. 14, No. 13, 26 June 2006.
- [4] Nam Seong Kim, Toshihiro Hamada, Mahendra Prabhu, Cheng Li, Jie Song, Ken-ichi Ueda, Anping Liu, Hong Jin Kong, “Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double-clad fiber lasers”, *Optics Communications*, Received 3 March 2000; accepted 17 April 2000.
- [5] Priscilla Elizabeth Iglesias Vázquez, *Fabricación y caracterización de una cabeza de fibra óptica para un sensor de temperatura*, Tesis, 2006.
- [6] Johan Nilsson, Jayanta K. Sahu, Yoonchan Jeong, W. Andy Clarkson, Romeo Selvas, Anatoly B. Grudinin, and Shaif-Ul Alam, “High Power Fiber Lasers: New Developments”, Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, 2003.
- [7] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. S. Soh, P. Dupriez, C. A. Codemard, S. Baek, and D. N. Payne, R. Horley, J. A. Alvarez-Chavez, and P. W. Turner, “Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master



- oscillator power amplifier source with 264 W of output power”, *Optics Letters*, pp. 955, Vol. 30, No. 9, May 1, 2005.
- [8] Michel J. F. Digonnet, “Continuous-Wave Silica Fiber Lasers” en *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Michel J. F. Digonnet, Marcel Dekker, New York (2001), Second edition.
- [9] Sudo, Shoichi, *Optical Fiber Amplifiers: Materials, Devices, and Applications*, Artech House, Inc., Boston (1997).
- [10] Miniscalco, William J., “Optical and Electronic Properties of Rare Earth Ions in Glasses” en *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Michel J. F. Digonnet, Marcel Dekker, New York (2001), Second edition.
- [11] De la Cruz Laso, Cesar , *Fundamentos atómicos de espectroscopia*, Universidad Veracruzana (1996).
- [12] P.C. Becker, N.A. Olsson, and J.R. Simpson, *Erbium Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*, Academic Press, San Diego (1999).
- [13] Stephen Gasiorowicz, *Quantum Physics*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1995), Second edition.
- [14] H. M. Pask, Robert J. Carman, David C. Hanna, Anne C. Tropper, Colin J. Mackechnie, Paul R. Barber, and Judith M. Dawes, “Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  Region”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 1, No. 1, April 1995.
- [15] J. Swiderski, A. Zajac, M. Skorczakowski, Z. Jankiewicz, and P. Konieczny, “Rare-earth-doped high-power fiber lasers generating in near infrared range”, *Opto-Electronics Review* 12(2), 169-173 (2004).
- [16] Itzel Lucio Martínez, *Análisis experimental de la formación de pares  $\text{Yb}^{3+} - \text{Yb}^{3+}$  en fibras de silicio altamente dopadas*, Universidad de Guanajuato, Tesis, Mayo 2005.

- [17] Saúl Gerardo Cruz Vicente, *Caracterización Espectroscópica a altas temperaturas de Vidrios Activados con Erblio-Iterbio y Pulsos Cortos Autogenerados en Fibras Láser de Erblio*, Tesis, Centro de Investigaciones en Óptica, Diciembre 2004.
- [18] José Manuel Guerra Pérez, *Física del láser, Vol 1. Fundamentos*, Abril 2004, [alquia.org/libredoc/FdL](http://alquia.org/libredoc/FdL).
- [19] William L. Barnes, Richard I. Laming, Eleanor J. Tarbox, and P.R. Morkel, "Absorption and Emission Cross Section of Er<sup>3+</sup> Doped Silica Fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, No. 4, pp. 1004-1010, April 1991.
- [20] D. E. McCumber, "Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra", *Physical Review*, Vol. 136, November 1964.
- [21] R. M. Martin and R.S. Quimby, "Experimental evidence of the validity of McCumber theory relating emission and absorption for rare earth glasses", *Journal of Optical Society of America B*, April 2006, Doc. ID 66843.
- [22] Ma. Alejandrina Martínez Gamez, *Decaimiento de la fluorescencia de preformas de fibras laser*, Tesis, Centro de Investigaciones en Óptica, México, 1999.
- [23] Xóchitl Judith Sánchez Lozano, *Construcción de un láser sintonizable de fibra óptica*, Tesis, Universidad de Guanajuato, Junio 2005.
- [24] Hecht E., *Óptica*, 3ra. Ed., Addison-Wesley, Oxford (2000).
- [25] Ajoy Ghatak and K. Thyagarajan, *Introduction to fiber optics*, Cambridge University Press (1998).
- [26] Luis A. Zenteno and Donnell T. Walton, "Novel Fiber Lasers and Applications", *Optics and Photonics News*, pp. 38-42, March 2003.
- [27] "High Power Fiber Lasers in Near Infrared Spectral Range", *Fiber & Waveguide Lasers*, *Institute of Applied Physics (IAP)*, Friedrich-Schiller-University Jena.

- 
- [28] Weihua Guan, "High-Power Fiber Lasers: Recent Advances", *Institute of Optics*, University of Rochester.
- [29] Agrawal Govin P., *Applications of nonlinear fiber optics*, 1ra. Ed., Academic Press(2001).
- [30] Catalin Florea and Kim A. Winick, "Ytterbium-Doped Glass Waveguide Laser Fabricated by Ion Exchange", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, No. 9, September 1999.
- [31] Luis Zenteno, "High-Power Double-Clad Fiber Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11, No. 9, September 1993.
- [32] Rüdiger Paschotta, Johan Nilsson, Anne C. Tropper, and David C. Hanna, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, No. 7, July 1997.
- [33] A. Matínez-Rios, A.N. Starodumov, H. Po, Y. Wang, A. A. Demidov, X. Li, "Efficient operation of double-clad Yb<sup>3+</sup>-doped fiber lasers with a novel circular cladding geometry", *Optics Letters*, Vol. 28, No. 18, pp. 1642-1644, September, 2003.
- [34] Ido Kelson and Amos A. Hardy, "Strongly Pumped Fiber Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34, No. 9, pp. 1570-1577, September 1998.
- [35] Michel J.F. Digonnet, "Closed-Form Expressions for the Gain in Three- and Four- Level Laser Fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. 10, pp. 1788-1796, October 1990.
- [36] Amos Hardy and R. Oron, "Signal Amplification in Strongly Pumped Fiber Amplifiers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, No. 3, pp. 307-313, March 1997.
- [37] J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson, P.W. Turner, W. A. Clarkson, C.C. Renaud, R. Selvas-Aguilar, D. C. Hanna, and A.B. Grudinin, "Single-polarization narrow-linewidth wavelength-tunable high-power diode-pumped double-clad

- ytterbium-doped fiber laser”, *Proceedings CLEO Europe*, Munich Germany 1999.
- [38] L.A. Zenteno, A.R. Boyain, A. Martínez and A. Starodumov, “Polarisation Spectrum of Double-Clad Fiber Lasers”, *SPIE*, Vol. 2552, pp. 343-353, 1995.
- [39] Daniel Malacara Hdz., "Óptica Básica", Fondo de Cultura Economica, 1a. Ed. 1989.
- [40] J. A. Alvarez-Chavez, A. Martínez-Rios, A. Martínez-Gamez, I. Torres-Gomez, Romeo Selvas-Aguilar and I.L. Villegas-Garcia, “Linear-polarization Yb<sup>3+</sup>-doped fiber laser with novel inner-clad structure”, por publicar.
- [41] I. Bagley, Demetrius H. Das, Akhil, *Endourologic use of the holmium laser*, Teton NewMedia ( 2001), USA.
- [42] V. Raichel, S. Unger, S. Brückner, K. Mörl, H. R. Muller, J. Kirchhof, T. Sandrock, A. Harschack, “Applications of Pump-Multiplexed Yb-doped Fiber-Lasers”, *Proc. of SPIE*, pp. 149-157, Vol. 4974.

# Apéndice A

## Características de los instrumentos utilizados en este trabajo.

1. Controlador de Diodo Láser:  
2 ILX Lightwave LDC-374 2B Laser Diode Controllers, 3000 mA  
Spectra Diode Labs, SDL 800 Laser Diode Driver
2. Analizador de Espectro Optico:  
ANDO AQ-6312B Optical Spectrum Analyzer, 400-1800 nm
3. Diodo Láser:  
SDL- 6389-L2, JDS Uniphase.
4. Visor Infrarrojo
5. Fitel Fusion Splicer, Modelo S147 S fibra óptica
6. Soportes mecánicos y de traslación.
7. Mesa Holográfica

8. Detector:

Modelo New focus

Rango de longitud de onda 800-1800 nm

Diámetro del fotodiodo 300  $\mu\text{m}$

Tiempo de respuesta 3 ns

9. Lentes colimadoras  $\text{NA} = 0.4$  para coleccionar la luz

10. Prisma polarizador

marca Melles Griot

número 03PBB015

11. Placa de media onda ( $\lambda/2$ )

12. Espejo dicroico