



**Propuesta de esquemas de excitación usando
diodos-láser en rojo para
láseres de fibra con emisión en UV, Azul e IR**

Tesis presentada por:

Ing. en Física Maribel Juárez Hernández

Para la obtención de grado de:

Maestría en Ciencias (Óptica).

Asesor de tesis:

Dr. Efraín Mejía Beltrán

León, Guanajuato, diciembre de 2013.

AGRADECIMIENTOS

Mis mas profundos agradecimientos a mi familia por todo su apoyo y amor que me han brindado a lo largo de toda mi vida, por todo su cariño y comprensión. A mi esposo Karim Hernández por estar en toda ocasión que lo he necesitado brindándome su comprensión y apoyo.

A mi asesor de tesis y sinodales por darme su tiempo en leer este trabajo y brindarme sus comentarios y correcciones, Dr. Efraín Mejía Beltrán, Dra. Gloria Verónica Vázquez García y al Dr. Alexander Kiryanov. Y a todos aquellos que han formado parte de mi formación, maestros, amigos y compañeros, disculpándome por no nombrarles a todos.

Contenido

Justificación.....	VIII
Resumen.....	X
1 Introducción.....	1
1.1 Propiedades electrónicas y ópticas de las tierras raras.....	2
1.2 Propiedades de las tierras raras ionizadas en cristales y vidrios.....	5
1.3 Comparación de vidrios basados en silicatos y fluorozirconatos dopados con iones de tierras raras.....	6
1.4 Láseres de fibra dopados con tierras raras Investigación de nuevos esquemas para láseres de fibras ópticas.....	10
1.5 Características de fibras dopadas con Tm^{3+}	11
1.5.1 Fibras láser de fluorozirconato dopadas con Tm^{3+}	13
2 Conceptos básicos de amplificación óptica y generación láser.....	15
2.1 Emisión espontánea y emisión estimulada.....	15
2.2 Coeficientes de Einstein.....	16
2.3 Inversión de población.....	17
2.4 Esquemas de bombeo para amplificación láser.....	18
2.5 Fibras ópticas como amplificadores ópticos y láseres.....	22
2.6 Dinámica de población para un sistema de tres niveles.....	24
2.7 Amplificación y oscilación láser.....	28
3 Desarrollo experimental y resultados.....	36
4.1 Introducción.....	36
4.2 Caracterización de diodos láser.....	38

4.3 Determinación de la longitud de onda ideal para la excitación del nivel $^3F_{2,3}$ y del 3H_4	41
4.4 Análisis espectral de los sistemas experimentales.....	44
4.5 Estimación de longitud óptima de fibra para cavidades láser para los sistemas experimentales.....	53
Conclusiones y discusiones.....	59
Apéndice A.....	60
Apéndice B.....	66
Bibliografía.....	70

Lista de Figuras

1.1 Niveles de energía en tierras raras	3
1.2 Ruptura de la degeneración de la energía de las tierras raras dependiendo del tipo de interacción [3].....	4
1.3 Estructura de vidrio basada en sílice y tierras alcalinas.....	7
1.4 Comparación de atenuación entre los vidrios ZBLAN y Sílice.....	9
1.5 Razón de transición no radiativa para distintos tipos de vidrios. [3].....	9
1.6 Transiciones láser a longitudes de onda del visible – UV cercano [3].....	11
1.7. Diagrama de niveles del Tm^{3+} y sus transiciones aproximadas (unidades en nm) [3].....	12
1.8. Transiciones ESA más usuales en Tm^{3+} (unidades en nm) [3].....	13
1.9. Bombeo láser de <i>upconversion</i> por la absorción de estado excitado.....	14
2.1. Esquema energético de dos niveles.....	16
2.2. Esquemas de amplificación de tres y cuatro niveles.....	18
2.3 Esquemas de niveles de bombeo para las tierras raras.....	19
2.4 Esquemas resonadores de emisión láser.....	22
2.5 Esquemas de tres niveles. a) Diagrama que representa un sistema de tres niveles con un tiempo de vida τ_{32} pequeño. b) Sistema de tres niveles equivalente.....	25
2.6 Saturación de absorción como función de la potencia incidente. Donde P_s es la potencia de saturación y ΔP_s es el valor de saturación de la potencia absorbida.....	30
2.7 Esquema de un resonador láser compuesto de dos espejos con reflectividad R_1 y R_2 respectivamente, en el cual viajan dos señales, en sentido opuesto.....	32
2.8 Potencias normalizadas de propagación de la señal y del bombeo a lo largo de una fibra laser de cuasi-dos niveles. [1].....	34
3.1 Espectro de absorción de GSA de vidrio de fluorozirconato dopado con Tm^{3+} [23].....	36
3.2. Diagrama de transiciones energéticas posibles bajo el sistema utilizado.....	37

3.3 Caracterización del diodo con variación de la temperatura a corrientes 200mA y 300mA.....	39
3.4 Caracterización del diodo con variación de la temperatura a corrientes 50mA y 100mA.....	39
3.5 Caracterización del diodo HL6385DG con variación de la corriente y temperatura	40
3.6 Caracterización del diodo HL6750MG con variación de la corriente y temperatura	41
3.7 Localización de λ_0 en los espectros de absorción y emisión.....	42
3.8 Espectros de absorción y emisión para el nivel energético 3F_3	43
3.9 Espectros de absorción y emisión para el nivel energético 3H_4	43
3.10 Espectro de máxima absorción y emisión para amplificación $\sigma_{abs}(\lambda_i) - \sigma_{ems}(\lambda_i)$ para los niveles 3F_3 y 3H_4	44
3.11 Esquema experimental I.....	45
3.12 Espectro óptico de emisión láser del sistema experimental I.....	46
3.13 Espectros de picos de emisión: a) $\lambda \sim 800\text{nm}$, b) $\lambda \sim 750\text{nm}$ y c) $\lambda \sim 870\text{nm}$	47
3.14 Esquema experimental para excitación con doble línea.....	48
3.15 Emisión lateral (Fluorescencia) para bombeo de doble línea ($\sim 686.8\text{nm}$ y $\sim 645\text{nm}$) a) Ultravioleta – violeta y b) Visible – IR.....	49
3.16 Espectro de fluorescencia alrededor de 800nm.....	50
3.17 Comportamiento en función de la longitud de onda de bombeo de emisión de los picos: a) 450nm y 800nm, b) 360nm y 800nm.	51
3.18 Esquema experimental III.....	52
3.19 a) Sistema de bombeo de “2” niveles, b) esquema resonador de fibra láser seleccionado.....	53
3.20 Secciones transversales ideales de absorción y emisión de los niveles de energía 3F_3 y 3H_4	54

3.21 Longitud de fibra óptima para un sistema de 3 niveles, para los picos 3F_3 y 3H_4	55
3.22 a) Esquema energético, b) esquema resonador de fibra láser bajo dos bombeos.....	56
3.23 a) Esquema energético alternativo, b) esquema resonador análogo.....	56
3.24 Espectros de absorción y emisión para el nivel energético 1D_2	57
3.25 Valores óptimos de longitud de onda encontrados de $\sigma_{abs}(\lambda_i) - \sigma_{ems}(\lambda_i)$	57
3.26 Longitud de fibra óptima para un sistema de 2 niveles para el pico 1D_2	58

Lista de Tablas

1.1. Brechas de energía para los estados de los niveles del Tm^{3+} [3].....	12
2.1 Transiciones láser en fibras de fluoruros dopadas con tierras raras.....	24

JUSTIFICACIÓN

En este trabajo se pretende demostrar nuevos esquemas de bombeo de fibras ópticas de fluorozirconato (ZBLAN) dopadas con iones de Tm^{3+} , basado principalmente en nuevas longitudes de onda disponibles en diodos láser. Se busca principalmente la generación de luz ultravioleta UV y azul que pueda ser manipulada fácilmente. El bombeo de estas fibras se puede lograr a partir de diodos láser comerciales, los cuales son económicos, ya que la generación de este tipo de luz (UV) en la actualidad es muy cara. Adicionalmente se busca en trabajos posteriores la aplicación de estos esquemas en sistemas láser.

La señal visible o UV en Tm : ZBLAN se ha obtenido por el fenómeno de conversión ascendente (*upconversion* en inglés) con bombeo en infrarrojo (IR) [25] [26], pero no con luz visible (rojo a $\sim 690\text{nm}$), debido a que a esta longitud de onda se observa una gran absorción en el espectro de absorción de estado base (GSA por sus siglas en inglés). Esta longitud de onda corresponde al nivel excitado $^3F_{3,2}$, a partir de este nivel es posible la co-excitación con líneas en rojo e IR para elevarlo al nivel 1D_2 el cual es muy importante, ya que es un nivel metaestable del cual es posible la generación de señales en azul (450nm), UV (360nm) y verde (510nm). La importancia de estas longitudes de onda de emisión se debe a las posibles aplicaciones como el almacenamiento de datos con alta densidad (450nm), el curado de resinas epóxicas utilizadas en odontología o en la industria y cirugía ocular (360nm) y la destrucción de coágulos en la sangre humana (510nm), por mencionar algunas.

Cabe mencionar que somos pioneros en proponer este esquema de bombeo con luz visible (rojo-rojo y rojo -IR) para el desarrollo de nuevos láseres, ya que posee las ventajas de trabajar a temperatura ambiente además de que no presenta el fenómeno de photodarkening (fenómeno en que las pérdidas de potencia óptica en un medio aumentan

cuando el medio se irradia con luz a ciertas longitudes de onda), ya que la luz visible realiza un photobleaching (proceso inverso al photodarkening) por sí misma.

RESUMEN

En este trabajo de investigación se describe la realización experimental y estudio teórico de la implementación de sistemas amplificadores basados en fibras ópticas de fluorozirconato dopadas con Tm^{3+} . Se describe el análisis teórico de las secciones transversales de emisión y absorción de los niveles de energía 3F_3 , 3H_4 y 1D_2 del Tm^{3+} inmerso en fluorozirconato o ZBLAN (ZrF_4 - BaF_3 - LaF_3 - AlF_3 - NaF). Además se caracterizaron dos diodos láser para el bombeo de la fibra. También se realizó el análisis espectral de dichos esquemas amplificadores y se realizó el cálculo teórico de las longitudes óptimas de fibra para algunos sistemas láser basados en estos esquemas de bombeo.

En el primer esquema experimental se encontró que la longitud de onda de 686.8nm se encuentra en el pico de absorción del estado base hacia el nivel $^3F_{3,2}$, para una fibra de Tm^{3+} : ZBLAN. Se utilizó una longitud de fibra de ~180 cm para optimizar la emisión de 800nm de la transición $^3H_4 \rightarrow ^3H_6$. En el segundo esquema se bombeó una fibra de ~30cm a longitudes de onda en rojo de 686.8nm y de 645.2nm, para obtener señales de emisión en el ultravioleta a 350 y 360nm, en el rango visible (azul) a 450nm y en el infrarrojo cercano a 800nm. En otro esquema de excitación se realizó el barrido de bombeo entre longitudes de onda de 680 – 690 nm y 740 – 770 nm y en el cual no pudo ser posible obtener los espectros de emisión debido a su baja intensidad óptica en las longitudes de onda de emisión mencionadas. El esquema en el cual se observó con mayor intensidad el fenómeno de conversión a más altas frecuencias (*upconversion*) fue en el segundo, en el cual se favoreció la señal en el azul (450nm) y UV (360nm).

Estos sistemas experimentales demostraron que la excitación con longitudes de onda visible (rojo) entre 640 – 680 nm, puede ser factible para la creación de láseres con

emisión en el azul (450 nm) y en UV (360 nm) muy eficientes y altamente utilizables en diversas áreas de la industria, medicina e informática.

El desarrollo de este trabajo de investigación se divide en cuatro capítulos. En el capítulo 1 se muestra un pequeño marco teórico de las propiedades electrónicas y ópticas de las tierras raras con las cuales se dopan la mayoría de las fibras ópticas activas, además se discuten las interacciones involucradas y la nomenclatura utilizada en los niveles energéticos de los estados ionizados. También se mencionan las propiedades de los vidrios de silicio, y su comparación con los vidrios de fluorozirconatos. En el capítulo 2 se presentan los conceptos básicos de amplificación óptica y generación láser, más específicamente se plantean a las fibras ópticas como sistemas láser y se discuten sus características. En capítulo 3 se mencionan las propiedades específicas de las fibras de fluorozirconato dopadas con Tm^{3+} y los fenómenos que se pueden presentar en dichas fibras. Por último en el capítulo 4, se aborda la parte experimental en la cual se muestra la metodología implementada para realizar amplificadores ópticos en base a modelos energéticos previamente planteados, su desarrollo experimental, sus resultados y conclusiones.

Capítulo 1

Introducción

La fibra óptica ha sido de suma importancia para el ámbito de las telecomunicaciones, ya que la función principal de una fibra es guiar la luz con pérdidas mínimas a través de grandes distancias. Sin embargo no es la única aplicación que ha revolucionado la fibra óptica, también ha sido de gran relevancia para el área de los amplificadores ópticos y los láseres.

Para que una fibra óptica funcione como un amplificador óptico, ésta debe tener componentes activos en su núcleo. Estos componentes generalmente son elementos químicos pertenecientes al grupo de los lantánidos también llamados “tierras raras” (RE’s por sus siglas en inglés), que ocupan los números atómicos del 57 al 71 en la tabla periódica.

Los lantánidos tienen diversas propiedades que los vuelven aptos para dopar las fibras para funcionar como amplificadores, ya que éstos presentan bandas de absorción y emisión desde el ultravioleta hasta el infrarrojo (IR) (~200-6000nm). Los materiales anfitriones para este tipo de elementos generalmente son los cristales y vidrios, y más inusualmente, los vidrios de fluorozirconato, que poseen propiedades especiales al ser dopados con tierras raras, ya que éstos pueden absorber señales en IR y producir señales láser o ampliaciones en la región visible o ultravioleta [1]. Estas propiedades se discutirán más ampliamente en capítulos posteriores.

Los amplificadores y láseres basados en fibra óptica, poseen rasgos importantes que los hacen los sistemas más ideales a diferencia de los láseres de bulto. Los láseres de fibra óptica tienen material activo suficiente para obtener una mayor ganancia debido a sus longitudes que van desde unos centímetros a los cientos de metros. Al poderse enrollar, estos sistemas ocupan poco espacio, lo cual los hace compactos para diversas aplicaciones. Además debido a que la fibra óptica posee una relación superficie/volumen grande, ésta disipa el calor con mucha facilidad, no necesitando un enfriamiento adicional. También presentan un pequeño umbral de potencia de bombeo para operación debido a su alta ganancia y poseen baja atenuación.

Al dopar la fibra con tierras raras se afectan los tiempos de vida de fluorescencia, el espectro de absorción y emisión así como la absorción del estado excitado. Todo esto afectando la capacidad de ganancia [2].

1.1 Propiedades electrónicas y ópticas de las tierras raras

Los lantánidos poseen ciertas particularidades electrónicas que los hacen aptos para dopar fibras que puedan operar como amplificadores.

En general los lantánidos se caracterizan por tener semi-completo el subnivel 4f y los electrones pertenecientes a este subnivel se compactan más hacia el núcleo al aumentar el número atómico (Z), con excepción del Lantano, Cerio, Gadolinio y Lutecio que usan su único electrón del subnivel 5d [2].

El nivel trivalente de ionización (3+) es el estado más estable de los lantánidos. Por ejemplo, la configuración electrónica del Tulio no ionizado es: $Tm = [Xe] 4f^{13} 6s^2$ y la configuración electrónica del Tulio triplemente ionizado es: $Tm^{3+} = [Xe] 4f^{12}$. Por su parte el Lantano (La^{57}) y el Lutecio (Lu^{71}) al estar triplemente ionizados tienen la siguiente configuración electrónica: $La^{3+} = [Xe] 4f^0$ y $Lu^{3+} = [Xe] 4f^{14}$; es decir, tienen sus subniveles llenos o cerrados siendo ópticamente inactivos.

El espectro perteneciente a un ion triplemente ionizado observado en el UV, visible e IR es una consecuencia de las transiciones entre los estados 4f. Estas transiciones son inmunes a las perturbaciones externas, como campos electromagnéticos y vibracionales del material anfitrión ya que las capas de los subniveles 5s y 5p producen un efecto de escudo o blindaje. Las transiciones ópticas entre los estados 4f se manifiestan como bandas delgadas (**Figura 1.1**).

Cuando una tierra rara con un nivel trivalente de ionización (RE^{3+}) está inmersa en un material condensado como vidrio o fluorozirconatos, los tres electrones funcionan como una unión fuerte entre las moléculas del anfitrión. [3].

Los vidrios dopados con tierras raras cambian las propiedades ópticas de los iones en estado libre:

1. Los iones emiten y absorben en bandas anchas.
2. Las intensidades de las transiciones son débiles.
3. Los estados metaestables tienen tiempo de vida más largos.

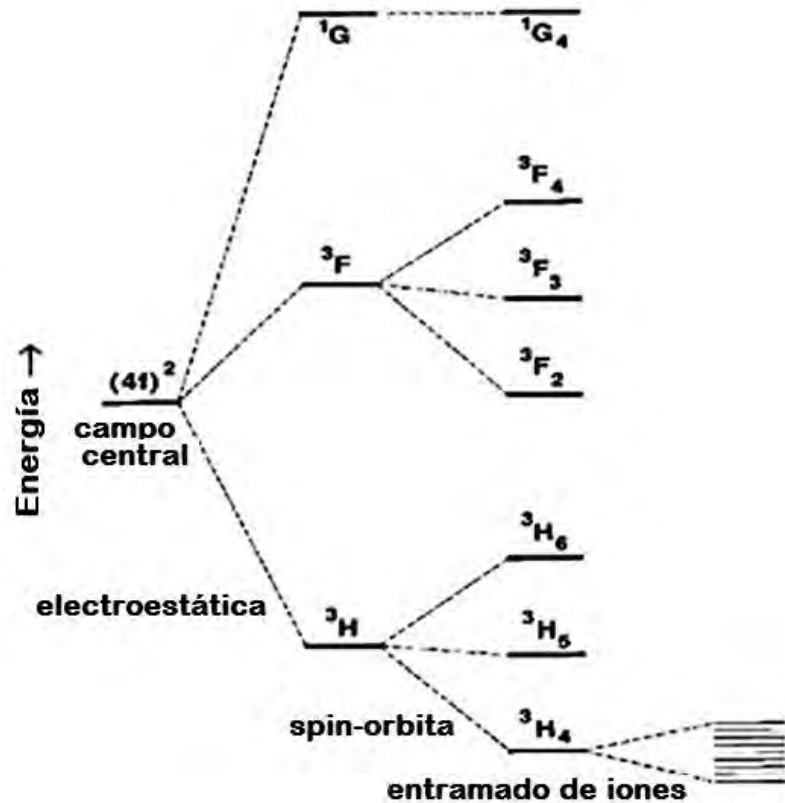


Figura 1.2. Ruptura de la degeneración de la energía de las tierras raras dependiendo del tipo de interacción [3].

Esta colección de estados define los términos de la configuración, los cuales son todos degenerados en la aproximación del potencial central. Esta degeneración se puede reducir debido a tres tipos de perturbaciones relacionadas con la interacción electrostática o de Coulomb y el acoplamiento de spin-órbita; ésta es la más fuerte de las interacciones magnéticas y rompe la degeneración LS en términos de los niveles de J . Estas dos no toman en cuenta las interacciones electrón- electrón. Existen otros tipos de interacciones debidas a un medio o fuerza externa. Uno de ellos es el llamado "efecto Stark", que se debe a la interacción con un campo cristalino y ocurre sólo cuando el átomo está rodeado por un campo eléctrico externo originado por un material anfitrión cristalino o de vidrio, esta interacción casi no influye en la estructura electrónica. Otro efecto externo, es el llamado "efecto Zeeman", que se origina debido a la presencia de un campo magnético, y donde la degeneración se ve disminuida. Las combinaciones lineales de los estados degenerados sirven como base para evaluar los estados de las interacciones electrón- electrón (**Figura 1.2**).

La multiplicidad angular o el número de estados posibles, es de $2J+1$ y la multiplicidad del spin es de $2S + 1$ [6]. Un ejemplo utilizando la notación de la colección de los estados cuánticos para el estado base del ion de Tulio (Tm^{3+}), 3H_6 , corresponde a (6, 5, 1), y donde se tiene una multiplicidad angular de $2J+1=2(6)+1=13$ y una multiplicidad de spin $2S+1=2(1)+1=3$.

1.2 Propiedades de las tierras raras ionizadas en cristales y vidrios

Como se mencionó con anterioridad, cuando una tierra rara se introduce en un material de tipo cristalino, en éste ocurren interacciones de tipo débil, debidas a un campo eléctrico producido por la interacción de los átomos de la red, el llamado efecto Stark. Este tipo de interacción da lugar a transiciones radiativas. Cada nivel **JLS** se divide en subniveles discretos llamados multipletes, cuyo espaciamiento oscila entre los 10 y 100cm^{-1} [1]. Este efecto rompe con la degeneración del nivel **JLS**, convirtiéndolo en uno no degenerado dependiente de la simetría del cristal, el multiplete.

En los vidrios, la interacción ocasiona que haya un aumento en la separación de los niveles de energía. Si el vidrio es más covalente, como en los silicatos, éste emitirá y absorberá a mayores longitudes de onda, en cambio, un vidrio más iónico como los fluoruros, emitirá y absorberá a longitudes de onda más cortas.

Debido que un cristal posee todos sus átomos perfectamente ordenados, todos los iones de tierras raras están exactamente bajo la influencia del mismo campo cristalino y por lo tanto presentan exactamente el mismo ensanchamiento en los niveles de energía, el denominado “ensanchamiento homogéneo”. Los vidrios por el contrario, al no tener una estructura interna ordenada, cada ion presenta distintos multipletes o distintos niveles “Stark”, “ensanchamiento inhomogéneo”. Cada ion tiene su propio espectro de absorción y emisión, al igual que un tiempo de decaimiento radiativo propio. Por lo tanto, las propiedades espectrales pueden ahora ser consideradas como el promedio de todos los espectros individuales de cada uno de los iones. Lo que ocasiona que los espectros de emisión y absorción sean más anchos en vidrios que en los cristales [6].

Existen otro tipo de transiciones, éstas ocurren cuando el ion de la tierra rara inmersa en un sólido interacciona con la “vibración” del material anfitrión, a este tipo de transiciones se les denomina, transiciones no radiativas o fonónicas. Si los componentes Stark de un multiplete están energéticamente cercanos, éstos pueden ser alcanzados por

uno o más fonones, los cuales inducen transiciones hacia arriba (menos eficientes) y/o hacia abajo (más eficientes). La alta variación de espectros vibracionales en un sistema de dos niveles entre los materiales hace del proceso de relajación no radiativa extremadamente dependiente del material anfitrión.

El nivel de población en una banda dada tiende a concentrarse en los subniveles “Stark” más bajos a temperatura ambiente, obedeciendo a la distribución de Boltzman. Esto provoca que el espectro de absorción sufra un corrimiento hacia longitudes de onda más cortas y el espectro de fluorescencia hacia longitudes de onda mayores. Esta asimetría da como resultado la diferencia entre las bandas de absorción y fluorescencia, lo cual no ocurriría si todos los subniveles “Stark” en una banda estuvieran igualmente poblados.

1.3 Comparación de vidrios basados en silicatos y fluorozirconatos dopados con iones de tierras raras

Los vidrios, por definición son un producto de fusión inorgánico enfriado a una condición rígida sin cristalizarse y su composición atómica es completamente aleatoria, asimétrica y aperiódica a gran escala. El vidrio más común es el de estructura tetraédrica de silicio (SiO_4)²⁻ y el dióxido de silicio (SiO_2). A estos materiales se les puede agregar impurezas metálicas, defectos estructurales y contenidos de agua, las cuales son variaciones en su fabricación [7]. Las impurezas metálicas más comunes como las tierras alcalinas, modifican las redes atómicas rompiendo algunos enlaces de oxígeno, esto rompe la red y resulta en alteración de la estructura. También modifican distintas propiedades químicas y físicas como la densidad, el índice de refracción, expansión térmica y su viscosidad, que depende de la temperatura. Estos modificadores (Al^{3+} y Na^+) facilitan la incorporación de iones de tierras raras trivalentes en el vidrio (**Figura 1.3**).

Las bandas ópticas fundamentales de absorción en el vidrio de sílice aparecen en la región del UV $\sim 0.1\mu\text{m}$ debido a transiciones electrónicas y en IR a $10\mu\text{m}$ debido a vibraciones moleculares. En la región UV- Visible existe absorción debido a defectos estructurales de los centros y ésta disminuye entre las regiones del UV e IR [8].

Los vidrios poseen ventajas superiores a las de los materiales de estado sólido como la cerámica, los materiales policristalinos y cristalinos, para el uso de tecnologías ópticas, como los láseres y los amplificadores. Ya que éstos poseen cualidades como la calidad óptica, transparencia, baja birrefringencia, alto umbral de daño óptico, resistencia térmica, bajo índice de refracción no-lineal, alto almacenamiento de energía y capacidad de extracción energética, alta variedad de posibles composiciones, adaptabilidad de tamaño y forma, además del bajo costo en materias primas [10].

El uso de vidrios dopados con tierras raras en la fabricación de fibras ópticas es muy común, sobre todo en el área de las telecomunicaciones. La mayoría de las fibras ópticas son fabricadas con cristales de cuarzo o silicatos (SiO_2) y otro de los materiales muy recurridos son los fluorozirconatos, en principal el ZBLAN llamado así por su composición de ZrF_4 (56%), BaF_2 (14%), LaF_3 (6%), AlF_3 (4%), y NaF (20%) [Mol %]. Estos materiales poseen características especiales que se discutirán a continuación.

Una de las principales diferencias entre estos dos tipos de vidrios es el comportamiento de la emisión fonónica. Debido a que los espectros vibracionales son dependientes del tipo de material, se observa que los modos vibracionales fundamentales de los fluorozirconatos permiten la transmisión de longitudes de onda del ultravioleta al IR medio, mientras que los silicatos son altamente absorbentes más allá de los $2 \mu\text{m}$.

La mayoría de los vidrios de fluoruro tienen una ventana de transmisión de $0.25 \mu\text{m}$ (UV) hasta 6 u $8 \mu\text{m}$ (IR medio) y tienen pérdidas teóricas de 0.001 dB/Km a $2.6 \mu\text{m}$, lo cual los hace “transparentes” más allá de los $3.5 \mu\text{m}$ (Figura 1.4). Además, la probabilidad de emisión multifonón para un ion en cualquier nivel excitado **JLS** es mucho más alta en los silicatos que en fluorozirconatos.

En cuanto a la comparación de las transiciones radiativas [fotones/s] entre los niveles energéticos de ambos materiales, el de los silicatos necesita una brecha entre bandas de energía mayor, alrededor de los 4600 cm^{-1} (promedio), mientras que en el fluorozirconato este valor es de 3100 cm^{-1} (Figura 1.5). Esta condición restringe considerablemente el número de posibles transiciones láser en silicatos dopados con tierras raras [6].

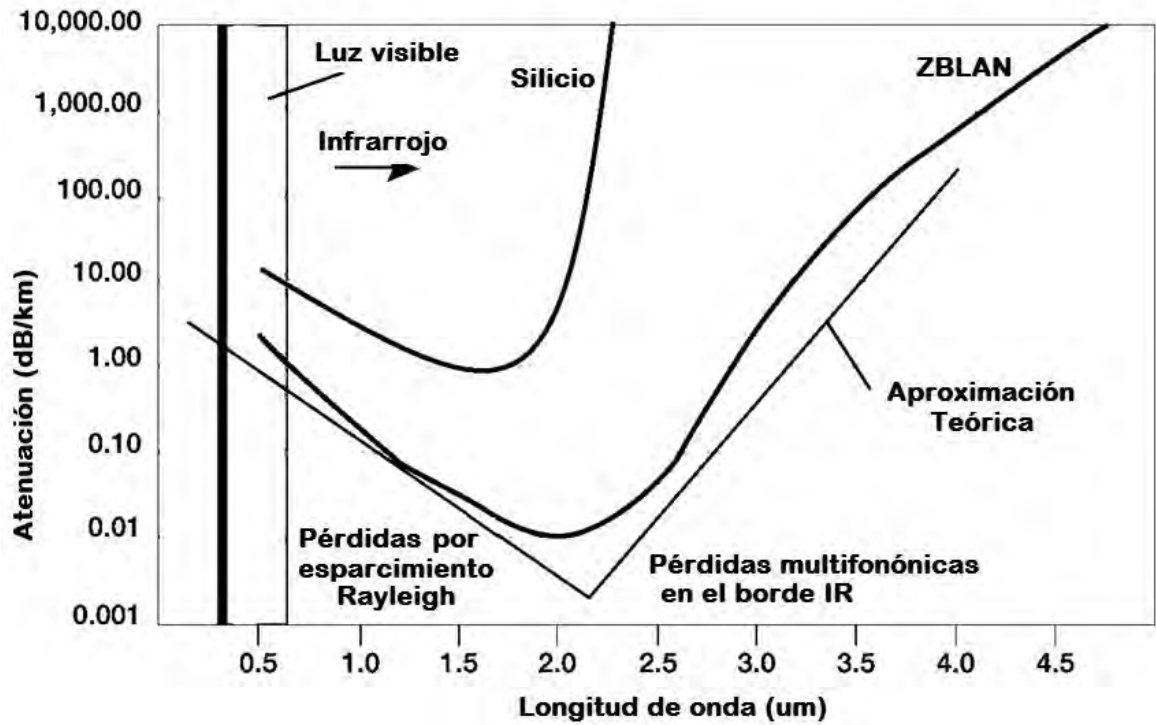


Figura 1.4. Comparación de atenuación entre los vidrios ZBLAN y Sílice. (Imagen obtenida de NASA SCIENCE NEWS)

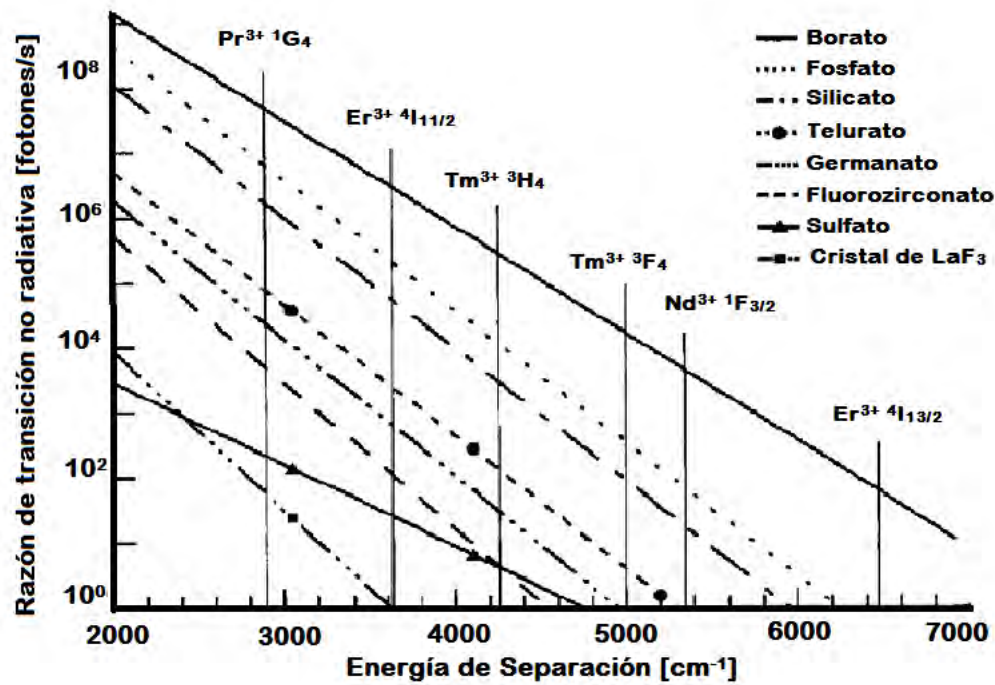


Figura 1.5. Razón de transición no radiativa para distintos tipos de vidrios [3].

En un estado metaestable, es decir un estado energético con tiempo de vida de decaimiento grande, se puede reducir considerablemente su tiempo de vida debido a la emisión multifonónica, si el material anfitrión soporta fonones con altas energías, como en el caso de los silicatos, en los cuales la dinámica de población de iones de tierras raras es establecida por transiciones no radiativas en cascada, lo cual facilita la despoblación de un nivel superior para poblar un nivel inferior, sin la emisión de fotones. Entonces es conveniente tener el efecto de reducción multifonónica, esto ocurre cuando el material no soporta fonones altamente energéticos, como el caso de los vidrios de metales pesados o fluorozirconatos y su dinámica de población es más fuertemente determinada por transiciones radiativas [11], lo cual ocasiona que en el material exista la conversión ascendente de frecuencia o “*upconversion*” (en inglés) (este fenómeno se discutirá con detalle más adelante). Esto significa que existen en principio varios niveles metaestables en fluorozirconatos, lo que puede retrasar el decaimiento radiativo y que estos niveles energéticos pueden acumular grandes segmentos de la población total de iones.

1.4 Láseres de fibra dopados con tierras raras

Se puede decir que los láseres de fibra óptica poseen ventajas evidentes, ya que en éstos se traslapan tanto la señal de bombeo y la de oscilación láser permitiendo una absorción superior de la señal de excitación, además extienden la capacidad de nuevas fuentes de bombeo, ya que éstas son capaces de reunir varios haces de bombeo para así aumentar la intensidad y mejorar la calidad del haz. Altas intensidades de salida de bombeo se pueden alcanzar aun con potencias mínimas, esto es, si se usan fibras con un diámetro de núcleo pequeño y una apertura numérica (NA) alta.

Los láseres de fibra de fluoruros dopados con tierras raras (REDFL por sus siglas en inglés) poseen bajas pérdidas y además permiten el fenómeno de *upconversion*, el cual es una ventaja, ya que éste permite poblar los estados electrónicos de mayor energía y explota los tiempos de vida de los estados excitados [3]. Entonces, los láseres de *upconversion* son capaces de operar a longitudes de ondas más cortas que el láser de bombeo. Además debido a que éstos poseen energías fonónicas bajas su rango de longitudes de onda van desde el UV cercano hasta el infrarrojo medio (**Figura 1.6**).

A lo largo de varias investigaciones se ha tratado de implementar nuevos esquemas de bombeo de fibra que permitan la generación de nuevas longitudes de onda a partir de

materiales existentes o nuevos y el uso de sistemas semiconductores o diodos láser (aún en desarrollo o comerciales) en donde los sistemas láser de semiconductores no pueden proveer o son escasos, esto debido a que las fibras tienen gran eficiencia. Debido a que las bandas de absorción de RE's tienen un ancho de banda amplio (>5nm), se pueden emplear este tipo de fuentes. En la particularidad de este trabajo de investigación se busca la generación láser en el rango visible que pueda ser fácilmente manipulada.

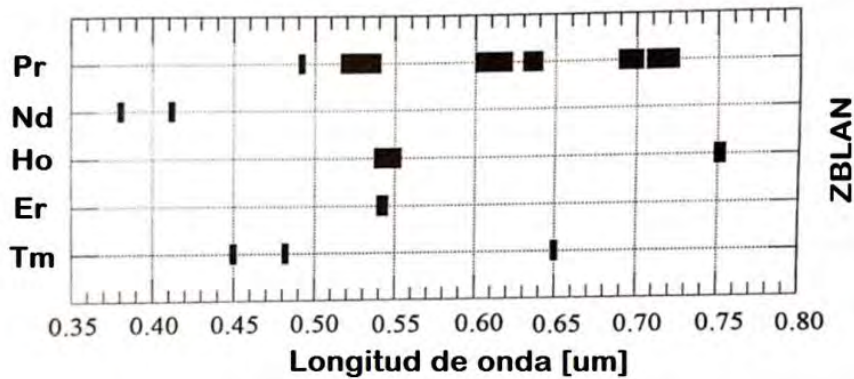


Figura 1.6. Transiciones láser a longitudes de onda del visible – UV cercano [3].

1.5 Características de fibras dopadas con Tm³⁺

El Tm³⁺ posee emisiones muy útiles en anfitriones como vidrios de silicio y existen transiciones adicionales también en vidrios de fluoruros, los cuales poseen emisiones que pueden ocurrir en las bandas de emisión del Nd³⁺ y Er³⁺ en el rango de 1400-2700nm. El espectro de absorción del tulio inmerso en vidrios de silicio y de fluoruro es muy similar, excepto que en los fluoruros el borde ultravioleta está corrido a longitudes de onda más cortas y por consiguiente posee mayores bandas fundamentales [12].

Al examinar el tulio para transiciones luminiscentes que puedan proveer ganancia, una de las consideraciones necesarias es la disponibilidad de estados metaestables. A diferencia del Er³⁺ y el Nd³⁺, en los cuales existen estados metaestables en la mayoría de los vidrios y pueden ser excitados por bandas de absorción en el infrarrojo, en el Tm³⁺ solo los niveles ¹D₂ y ¹G₄ son metaestables para la mayoría de los vidrios.

La importancia de los niveles ³F₄ y ³H₄ del Tm³⁺ es que poseen brechas de energía lo suficientemente pequeñas para ser muy sensibles a la composición del material anfitrión en el que se encuentra inmerso. Las brechas de energía menores a los niveles ³H₅, ³F₃ y

3F_2 , (Tabla 1.1) son tan pequeñas que la emisión multifonónica causa que posean tiempos de vida muy cortos y es poco probable que ocurra inversión de población para cualquiera de estos niveles, a pesar del material anfitrión o de la temperatura. Las pocas brechas efectivas para la mayoría de los niveles ilustran por qué la selección del material anfitrión tiene tanta influencia en la eficiencia del Tm^{3+} .

El acoplamiento fonón-electrón es más fuerte en el tulio que para la mayoría de las tierras raras y por lo tanto produce una tasa de emisión multifonónica mayor.

Estado	Brecha de energía (cm ⁻¹)
3F_4	5400
3H_5	2250
3H_4	4150
3F_3	1750
3F_2	550
1G_4	5950
1D_2	6450

Tabla 1.1. Brechas de energía para los estados de los niveles del Tm^{3+} [3].

Las transiciones para generación de ganancia se muestran en la Figura 1.7 para la mayoría de vidrios. Ya que las transiciones dependen críticamente del tiempo de vida de cada nivel energético, las propiedades de emisión dependen intrínsecamente del material anfitrión (nótese que las transiciones de emisión 3F_2 , 3F_3 y 3H_5 no se muestran debido que su brecha de energía es pequeña en la mayoría de los vidrios y éstas son escasas).

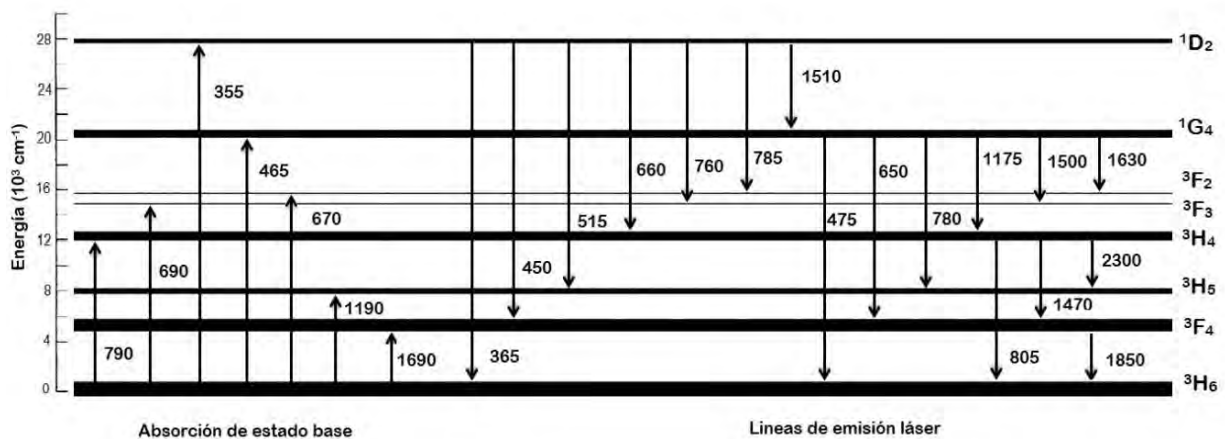


Figura 1.7. Diagrama de niveles del Tm^{3+} y sus transiciones aproximadas (unidades en nm) [3].

También existen estados de absorción excitados o ESA (en Inglés), los cuales se puede presentar para los diversos materiales anfitrión. Particularmente para el tulio, los estados que presentan más este tipo de transiciones son el 3H_4 y el 3F_4 , aunque también la presentan otros, pero con menos frecuencia. Los estados de absorción excitados principales se muestran en la **Figura 1.8**.

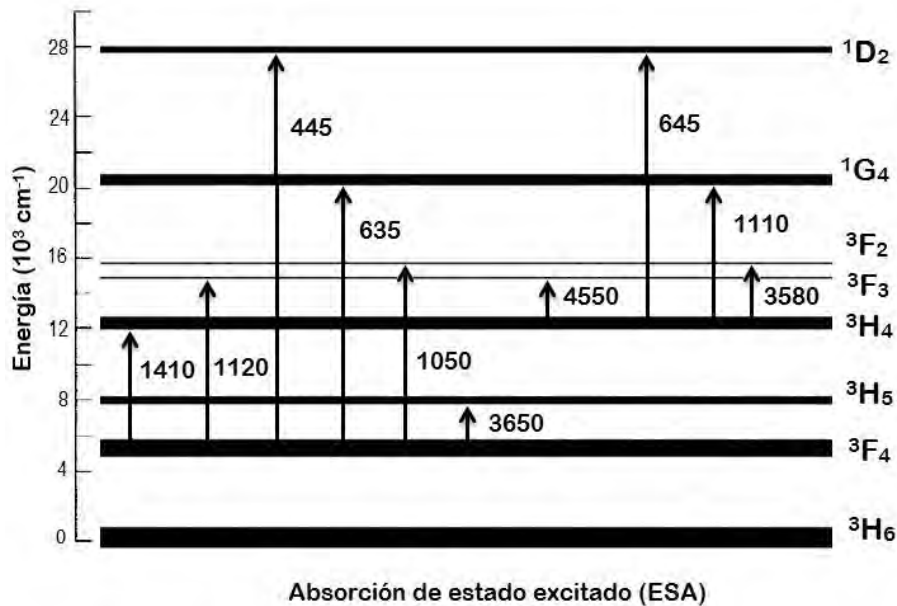


Figura 1.8. Transiciones ESA más usuales en Tm³⁺ (unidades en nm) [3].

1.5.1 Fibras láser de fluorozirconato dopadas con Tm³⁺

Existen diversas propiedades ópticas en el vidrio de Tm³⁺: ZBLAN, en particular, para la luminiscencia de *upconversion*. Los dos procesos de excitación más comunes que conllevan al proceso de emisión en los estados de energía mayores que el estado base a partir del primer paso de absorción del bombeo son: la absorción del estado excitado (ESA) **Figura 1.9** y la energía de transferencia de *upconversion* o ETU por sus siglas en inglés, en la cual pueden participar iones de diferentes elementos; estos procesos permiten utilizar los tiempos de vida de los estados excitados [13].

Las fibras dopadas con Tm³⁺ en vidrios de metales pesados de fluoruros, específicamente el Tm³⁺: ZBLAN tiene la característica de poseer el mayor número de líneas de emisión láser, además puede ser bombeado por láseres de diodo a altas potencias, debido a su alta absorción en el rango de los 700-800 nm de longitud de onda.

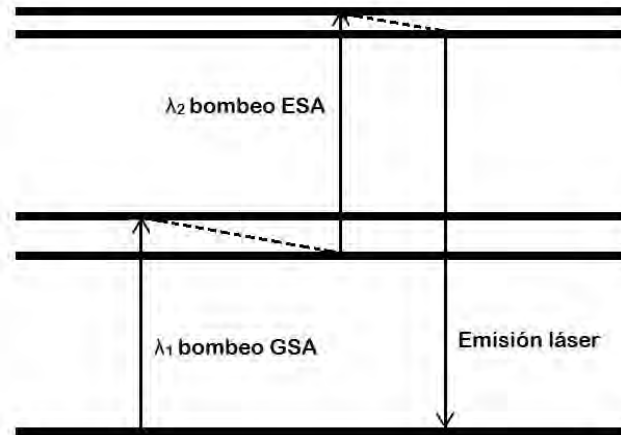


Figura 1.9. Bombeo láser de *upconversion* por la absorción de estado excitado.

El tulio es capaz de proveer fuentes de luz láser operando en el IR cercano (1.6 - 2.1 μm), el cual es una característica importante para la aplicación en diversas áreas de la medicina, como la detección de moléculas de gas, ya que cubre las bandas de vapor de agua (1.88-1.91 μm), el agua líquida (1.94 μm), el dióxido de carbono (1.96, 2.01 y 2.06 μm) y además la del metano (1.68 μm) [3]. Las bandas de absorción obedecen una relación lineal en función de las concentraciones nominales de Tm^{3+} [14].

Capítulo 2

Conceptos básicos de amplificación óptica y generación láser

Un láser en principio es un oscilador, cuya estructura básica consiste en un medio amplificador en el cual debe existir inversión de población (esto se discutirá con mayor profundidad a lo largo de este capítulo); se debe encontrar en medio de dos sistemas reflectores (espejos), los cuales constituyen un sistema resonante tipo Fabry-Perot que confina la luz en una frecuencia de resonancia. Los espejos pueden sustituirse, en sistemas de fibras ópticas, por rejillas de difracción o reflectores de Bragg o bien podría ser un sistema más complejo que emplee más de dos sistemas reflectores. El medio de amplificación puede ser conformado por numerosos tipos, como lo son: compuestos gaseosos de tipo atómico y molecular, dispositivos de estado sólido, semiconductores o como es el caso específico de este estudio una fibra óptica dopada con iones activos.

A lo largo de este capítulo se estudiarán los conceptos elementales para el entendimiento del funcionamiento de un láser, los cuales permitirán analizar la física para el estudio específico de la continuación de este trabajo.

2.1 Emisión espontánea y emisión estimulada

Supongamos un sistema que posee dos niveles de energía (**Figura 2.1**), en el cual el primer nivel (E_1) posee menor energía que el segundo nivel (E_2), esto es, $E_2 > E_1$. Cuando una transición de átomos, moléculas, iones o radicales ocurre entre estos dos niveles, los átomos del nivel superior emiten luz (proceso de emisión), mientras que los átomos del nivel inferior la absorben, a este fenómeno se le llama proceso de absorción y solo ocurre en presencia de una radiación incidente. La tasa de absorción depende de la densidad de radiación a una frecuencia que cumple con

$$\omega = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (2.1)$$

donde \hbar es la constante de Planck reducida.

Si en el sistema existe una incidencia de luz externa con frecuencia ω que cumple con la relación anterior entonces ésta estimula al sistema a que emita luz con la misma frecuencia, a este fenómeno se le denomina *emisión estimulada*. En el caso que ocurra este fenómeno con una frecuencia y fase aleatoria se le denomina *emisión espontánea*.



Figura 2.1. Esquema energético de dos niveles.

2.2 Coeficientes de Einstein

Sea **A** la probabilidad de que ocurra emisión espontánea de un solo átomo, y sea **B** la probabilidad en la cual ocurra emisión estimulada, la cual es proporcional a la densidad de energía de luz incidente ($\Phi(\omega)$), y la población de cada nivel es N_1 y N_2 , por lo tanto la probabilidad de que un átomo en un nivel superior emita luz está dada por:

$$P(2 \rightarrow 1) = A_{21} + B_{21}\Phi(\omega) \quad (2.2)$$

Y la probabilidad de que un átomo en el nivel inferior absorba luz es,

$$P(1 \rightarrow 2) = B_{12}\Phi(\omega) \quad (2.3)$$

Si los estados superior e inferior poseen estados no degenerados, lo cual significa que no existen niveles distintos con igual energía, por lo tanto

$$B_{12} = B_{21} \quad (2.4)$$

Si los niveles poseen algún tipo de degeneración (g_1 o g_2), entonces la probabilidad total de transición está dada por:

$$g_2 B_{21} = g_1 B_{12} \quad (2.5)$$

Debido a que se va a considerar casos sin degeneraciones se tomará en cuenta la **ecuación (2.4)** luego, $B_{12} = B_{21} = B$. Por lo tanto la potencia absorbida y la potencia emitida por estos átomos en cierto tiempo son

$$P_{abs} = \hbar\omega B\Phi(\omega)N_1 \quad \text{y} \quad P_{emi} = \hbar\omega[A + B\Phi(\omega)]N_2 \quad (2.6)$$

Entonces cuando el sistema se encuentra en equilibrio térmico, esto es, que la potencia emitida sea igual a la absorbida, se obtiene que la densidad de energía incidente en términos de los coeficientes de Einstein (**A** y **B**) se puede expresar como [11]

$$\Phi(\omega) = \frac{A}{B} \cdot \frac{N_2}{N_1 - N_2} = \frac{A}{B \left(\frac{N_1}{N_2} - 1 \right)} \quad (2.7)$$

A partir de la ley de Boltzmann la razón de las poblaciones para dos niveles a una temperatura T, es

$$N_1 = N_2 \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) = N_2 \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

Donde k_B es la constante de Boltzmann ($\sim 1.38 \times 10^{-23}$ J/K). La **ecuación (2.7)** puede reescribirse como [15]

$$\Phi(\omega) = \frac{A}{B \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right)} \quad (2.7b)$$

Por consiguiente, para que el número de emisiones estimuladas exceda al número de emisiones espontáneas se debe cumplir que

$$\omega \ll \frac{k_B T}{\hbar} \quad (2.9)$$

2.3 Inversión de población

Cuando un sistema está en un estado de equilibrio térmico, existe un mayor número de átomos en el estado N_1 que en el estado N_2 , esto es $N_1 > N_2$ (en el caso de ausencia de degeneraciones en los niveles); por lo tanto sólo existe el mecanismo de absorción. Por lo tanto, si el sistema se excita de algún modo o se “bombea”, generalmente con algún tipo de radiación, para que la población N_2 aumente, y que se cumpla que $N_2 > N_1$, entonces la excitación externa que incida en el sistema se amplificará por el efecto de emisión estimulada. A este proceso de obtener la condición de $N_2 > N_1$ en equilibrio térmico se le denomina “*inversión de población*”.

Los procesos más comunes de bombeo son los de tipo óptico, en que los átomos se excitan por medio de incidencia de luz, otros por medio de descarga eléctrica como en los gases, en los semiconductores se utiliza la inyección de portadores, etcétera [11].

Cuando existe el fenómeno de inversión de población, entonces existe amplificación láser u oscilación láser. La amplificación láser en un medio con inversión de población es el proceso inverso de absorción en un medio ordinario en equilibrio térmico, es decir, la luz que incide en un medio común se atenúa, pero su fase y frecuencia se conserva. Si ocurre el proceso inverso, la luz aumentará su amplitud sin cambiar su fase y frecuencia.

2.4 Esquemas de bombeo para amplificación láser

Un amplificador óptico se basa principalmente en la emisión estimulada, a éste generalmente se le denomina medio de ganancia. Estos átomos o moléculas pueden ser estimulados por una señal o bombeo para emitir más luz con los mismos modos de radiación. Estos medios de ganancia pueden ser medios dopados con iones activados por acción láser, los cuales pueden ser bombeados eléctricamente u ópticamente. Algunos medios de ganancia para amplificación láser son los cristales y los vidrios activos en forma de bulbo o guías de onda (e.g. fibras ópticas). Los dopantes más utilizados en el área de fibras ópticas son, como ya se mencionó, los iones de tierras raras o metales de transición. El más comúnmente usado es el erbio (Er^{3+}) en amplificadores ópticos, el cual se usa en fibras para telecomunicaciones [16].

Cuando un sistema de dos niveles se excita, el número de iones del nivel superior se incrementa y también lo hace la probabilidad de desexcitación de éstos, no importa la potencia de excitación, no podrá existir inversión de población. Es por eso que existen sistemas con mayor número de niveles para la obtención de acción láser [17].

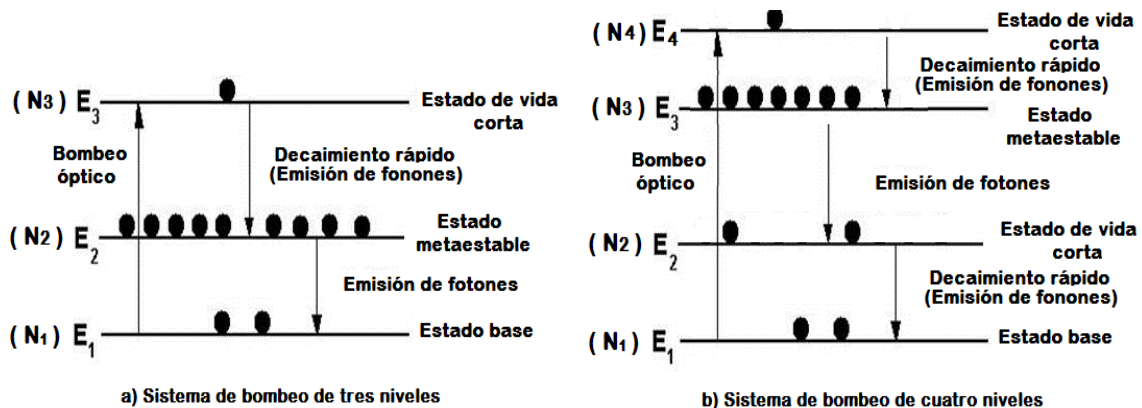


Figura 2.2. Esquemas de amplificación de tres y cuatro niveles.

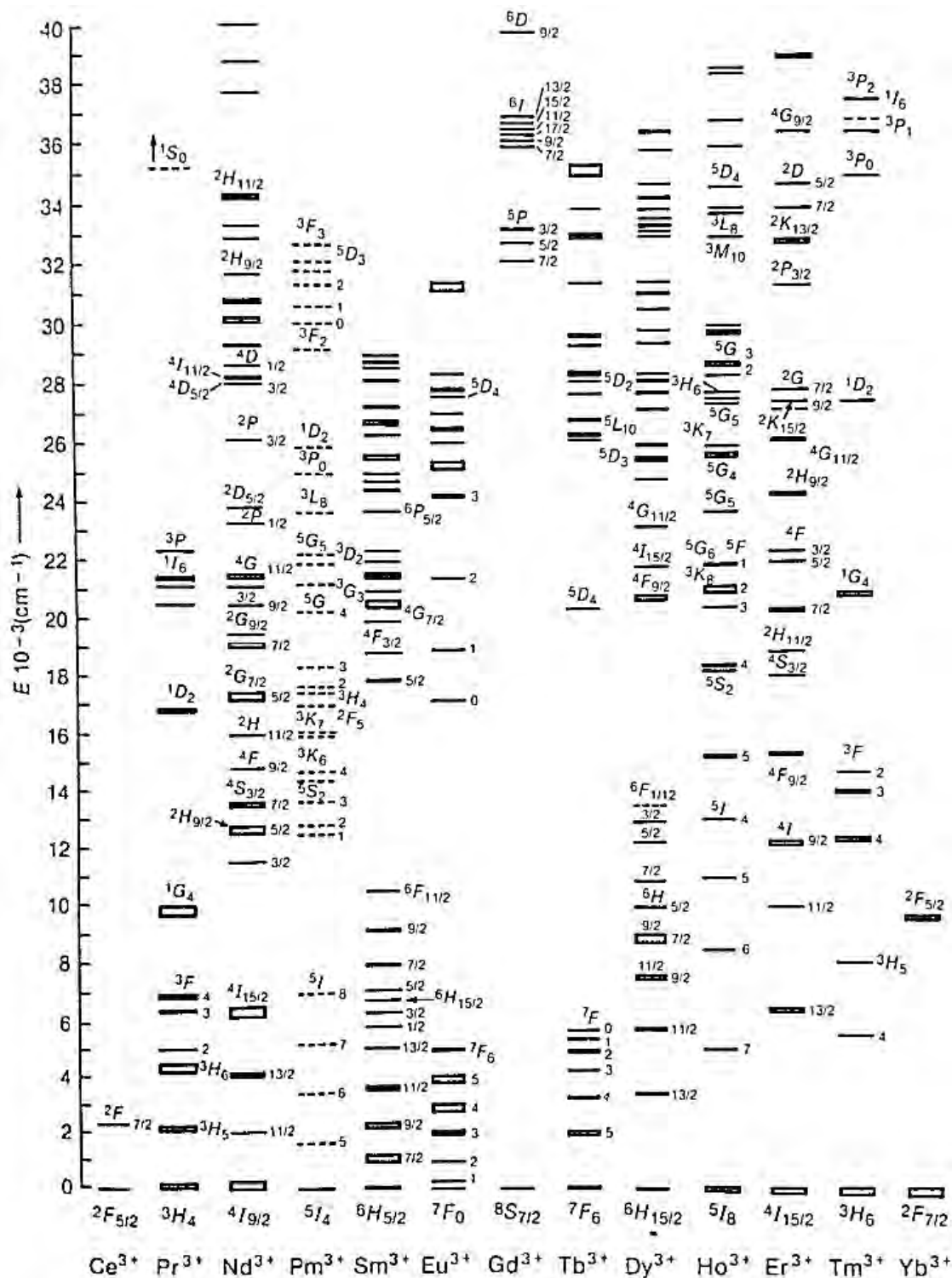


Figura 2.3. Esquemas de niveles de energía para las tierras raras

Existen distintos esquemas de amplificación para los amplificadores ópticos y láseres. Los más sencillos son los esquemas de tres y cuatro niveles. Aunque en la realidad los esquemas de niveles son muchos más complejos, se pueden reducir en éstos últimos, donde en general $E_n \dots > E_4 > E_3 > E_2 > E_1$ y $N_1 > N_2 > N_3 > \dots > N_n$, en equilibrio térmico o en estado de relajación (**Figura 2.2 y 2.3**).

En general, todos los esquemas poseen un estado base (E_1) el cual sin haber excitación, la población total de iones se mantiene en este nivel (N_1), esto es $N_1=100\%$. Cuando existe una excitación proporcional a la energía de ΔE_{13} , particularmente en el esquema de tres niveles, entonces parte de la densidad de población N_1 sube al nivel con energía E_3 , cuya densidad de población es N_3 ; ésta es despreciable ya que existe una transición rápida al nivel inferior por emisión fonónica, debido a que esta energía cae dentro del rango de la energía cinética molecular del material en el que se encuentran inmersos los iones activos y se da en forma de generación de calor, la cual es no radiativa. En este nivel el tiempo de vida que permanece un ion es del orden de nanosegundos (10^{-9} s). El nivel energético E_2 es el llamado estado metaestable, debido a que este nivel no es vibracional y por lo tanto su tiempo de decaimiento τ_{21} es mucho mayor que el de los otros estados, siendo del orden de unas decenas de microsegundos a unos cuantos milisegundos. El tiempo de vida en el que un ion se mantiene en el estado metaestable, depende intrínsecamente del vidrio o cristal en el que se encuentra inmerso, por ejemplo si el ion activo se encuentra inmerso en ZBLAN su tiempo de vida es mayor ($\sim 10^{-3}$ s) que si éste estuviera inmerso en el SiO_2 el cual es del orden de $\sim 10^{-6}$ s [1].

Entonces para un estado metaestable la población tiende a acumularse en este nivel, teniendo una densidad de población $N_2 > N_1$, lo que conlleva a una inversión de población. La única forma de que los iones decaigan es que emitan fotones con energía ΔE_{21} , volviendo de nuevo al estado base E_1 , esto puede ocurrir debido a la “emisión espontánea”, este hecho ocurre cuando el ion ha cumplido su tiempo de vida en este nivel y por lo tanto decae a un nivel más estable o inferior. Para que exista amplificación de la señal, es necesario que ocurra la emisión estimulada, es decir, cuando haya una excitación de luz incidente que posea la misma energía y sea “absorbida” por el nivel E_2 ocasionando la estimulación de iones, promoviendo que éstos decaigan con la misma energía emitiendo fotones igualmente energéticos. Una señal producida de esta forma y

que se amplifica a través de un material con una longitud extendida, puede dar lugar a la emisión espontánea amplificada o ASE (por sus siglas en inglés).

La misma lógica se aplica en el caso del sistema de cuatro niveles, sin embargo en éste se observa que el nivel más bajo en el que ocurre una transición se encuentra por encima del estado base E_1 y por lo tanto la condición de inversión de población se vuelve que $N_3 > N_2$, ya que el estado metaestable en este sistema de amplificación es el nivel E_3 .

Una desventaja del sistema de amplificación de tres niveles es que en éste más de la mitad de la población debe de bombearse al nivel superior E_3 para que cumpla con la condición de inversión de población o de amplificación $N_2 > N_1$. Por lo tanto este sistema es menos eficiente que el de cuatro niveles, ya que requiere de mayor energía en el bombeo inicial. Este fenómeno se le denomina “saturación de la absorción del estado base” o GSA por sus siglas en inglés.

Entonces en una fibra óptica que posea un sistema de tres niveles, debe tener un nivel de excitación a lo largo de toda su longitud, si es que no se desea inducir pérdidas por reabsorción de la señal, es decir, que los iones en lugar de bombearse al nivel superior E_3 se bombeen al nivel E_2 por falta de excitación, ocasionando que ésta no cumpla con la condición de amplificación, llevando así que la fibra tenga una condición de longitud óptima, para obtener un mínimo en el umbral de potencia de bombeo. Si la fibra es muy corta no habrá suficiente absorción de la señal y por el contrario si la fibra es muy larga en el extremo de salida existirá absorción de la señal láser y por lo tanto la potencia de salida será muy deficiente. A diferencia de estos sistemas, los sistemas de cuatro niveles pueden no tener excitación en toda la fibra, pudiendo tener longitudes de fibra mayores con menor potencia umbral en el bombeo y suponiendo bajas pérdidas por imperfección en la fibra.

Para la creación de una señal láser a partir de un amplificador óptico, basta construir un resonador óptico, o cavidad Fabry- Perot. Se debe lograr una ganancia óptica cuando el medio activo es bombeado. También en fibras ópticas se pueden remplazar los espejos por rejillas de Bragg que reflejen la señal requerida y así obtener un resonador enteramente conformado por fibra óptica. Para el esquema de fibras ópticas en el que se utilizan espejos uno debe ser 100% reflector a la señal láser y éste a su vez debe ser transparente para la señal de bombeo. El otro espejo debe ser parcialmente reflector para la señal láser. **(Figura 2.4).**

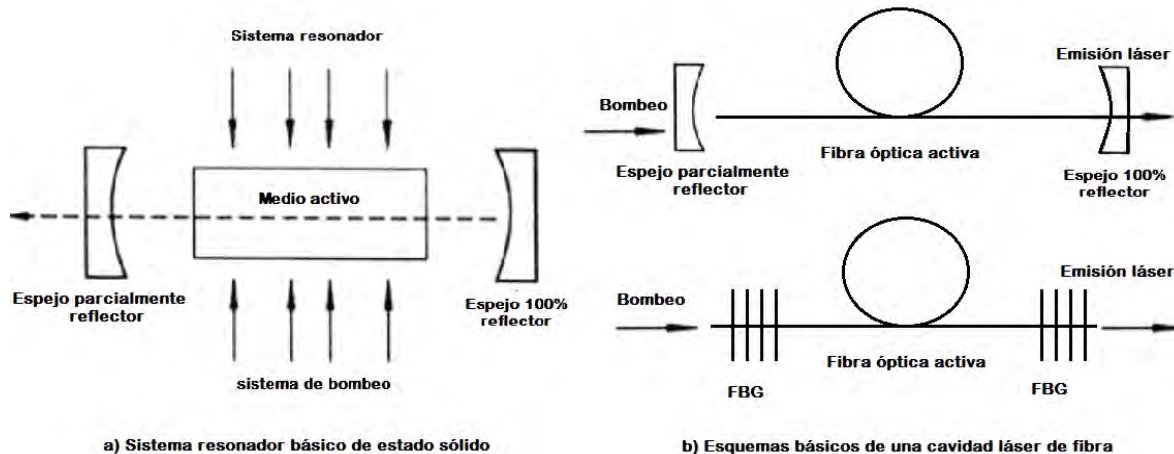


Figura 2.4. Esquemas resonadores de emisión láser.

2.5 Fibras ópticas como amplificadores ópticos y láseres

El avance en las telecomunicaciones en el siglo XX llevó a la generación de nuevas tecnologías para la transmisión de datos, las cuales debían de aumentar la capacidad de transmisión para las distintas bandas de comunicación. Con la invención del láser en 1960 se dio pie para la invención de un medio que sirviera de transporte para la luz láser y con bajas pérdidas, principalmente en el uso de las comunicaciones ópticas [18].

La fibra óptica fue la respuesta, el cual es un medio de confinar la luz dentro de un medio dieléctrico delgado y largo mediante el fenómeno físico de la reflexión total interna. Pasaron décadas antes para que las fibras ópticas se perfeccionaran y alcanzaran una atenuación de hasta 0.1dB/km. Ya que son pérdidas muy bajas y la capacidad de transportación de datos es muy grande y su ocupación espacial es también muy eficiente, todo esto ha convertido a la fibra en uno de los principales medios para la comunicación.

Las fibras ópticas dopadas o activas, en principal con iones de tierras raras, son una excelente opción para la amplificación de señales ópticas o bien para sistemas láser y debido a que éstas presentan absorción y emisión en las bandas desde el UV hasta el IR cercano (NIR por su siglas en inglés).

Las fibras ópticas debido a su geometría permiten el confinamiento de la luz en una sección transversal muy pequeña (su núcleo) del orden de unas decenas de micras de diámetro, su longitud depende de parámetros importantes como el grado de concentración de iones (ppm/wt), eficiencia de absorción y potencia de bombeo.

Generalmente la longitud de una fibra óptica que actúa como amplificador fluctúa entre unos cuantos centímetros a unos metros, lo que permite que el calor se disipe más eficientemente que los láseres de estado sólido, debido a una gran área superficial en comparación con el volumen de su núcleo lo cual favorece a su eficiencia, exentándolo del uso de sistemas enfriadores y siendo capaz de funcionar a temperatura ambiente.

La mayoría de las fibras ópticas están hechas de silicio, pero como se mencionó con anterioridad, las fibras basadas en fluorozirconatos o en particular el **ZBLAN** poseen diversas propiedades importantes al ser dopados con estos iones, las cuales son:

1. Ensanchamiento de las bandas de absorción y emisión.
2. Tiempos de vida mayores en el estado excitado en varios órdenes de magnitud.
3. El rango de operación supera al del silicio de ~200-2100nm a ~200-6000nm.
4. Aumentan su capacidad de ganancia en el medio.
5. Posen mayor potencia de salida.
6. Baja razón de emisión fonónica.

Debido a la primera cualidad es posible la utilización de láseres de semiconductores económicos como sistemas de bombeo, así se cubre múltiples rangos de longitudes de onda, incrementando la capacidad de canales en sistemas de comunicación. Debido a la segunda condición, existe mayor eficiencia y se incrementa la probabilidad de los iones excitados de absorber otro fotón para reexcitarlo a niveles más energéticos, generando así el fenómeno de *upconversion* [1]. Sin embargo altas concentraciones de iones activos pueden ocasionar cambios debido a fenómenos como efectos no lineales, absorción de estado excitado (ESA), la formación de pares de iones (IP). Estas situaciones afectan directamente el rendimiento de la eficiencia en el láser.

Para la fabricación de fibras ópticas de ZBLAN, es necesario crear una diferencia de índices de refracción entre el núcleo y el revestimiento para que cumpla con la condición de reflexión total interna, para ello se utilizan dopantes adicionales como el PbF_2 para elevar el índice de refracción o HfF_4 para disminuirlo. Para la obtención de amplificadores y láseres en estos tipos de fibras, actualmente se utilizan uno o más iones de tierras raras. Anteriormente se había logrado obtener emisión láser en longitudes de onda ~1300nm y 1550nm correspondientes a la 2da y 3ra ventanas de comunicación, respectivamente. En la actualidad, se ha conseguido obtener emisión láser con una longitud de onda ~ de 850nm, así como en el visible e NIR hasta los 3500nm [6].

Dopante	Posible co-dopante	Longitudes de onda [nm]
Praseodimio Pr	Yb ³⁺	491, 520, 615, 635, 695, 715, 885, 910, 1300
Neodimio Nd		381, 412, 1050, 1350
Holmio Ho	Tm ³⁺	549, 1190, 1850, 2076, 2900
Erbio Er	Pr ³⁺	550, 850, 1600, 1700, 2710, 3500
Tulio Tm	Yb ³⁺ , Tb ³⁺	455, 482, 810, 1470, 1820, 1900, 2300
Iterbio Yb		1120, 1020

Tabla 2.1. Transiciones láser en fibras de fluoruros dopadas con tierras raras [9].

Esto se ha logrado incorporando iones de tierras raras trivalentes a los vidrios compuestos de ZBLAN, ya que estos son muy buenos candidatos para los materiales láser. Las propiedades de guía de onda de la fibra mantienen una alta intensidad de la luz del bombeo a lo largo de largas distancias y los vidrios de fluoruros poseen energías fonónicas bajas, como se mencionó con anterioridad, lo que suprime las relajaciones multifonónicas y conlleva a mayores tiempos de vida de las transiciones radiativas. Como consecuencia son posibles: la acción láser con bajo umbral, alta eficiencia y numerosas posibilidades de bombeo por *upconversion* [8]. Algunas de las transiciones láser más importantes se proporcionan en la **Tabla 2.1**.

Además de estas transiciones se pueden lograr otras, co-dopando con distintos elementos como el Samario (Sm) y el Disprosio (Dy), sin embargo estos son los más comunes para lograr emisión láser entre los 450-3500nm. La región espectral de sintonización de estas emisiones también pueden ser obtenida en un rango más amplio, alrededor de los 50nm.

2.6 Dinámica de población para un sistema de tres niveles

Las ecuaciones de proporción de un sistema estudian la dependencia temporal y la razón de cambio de la población atómica de cada nivel bajo radiación con frecuencias correspondientes a distintas transiciones de los átomos y proporciona información acerca de si la inversión de población es alcanzable en una transición y cuál sería el bombeo mínimo requerido para mantener una inversión de población estable para una emisión láser de onda continua [19].

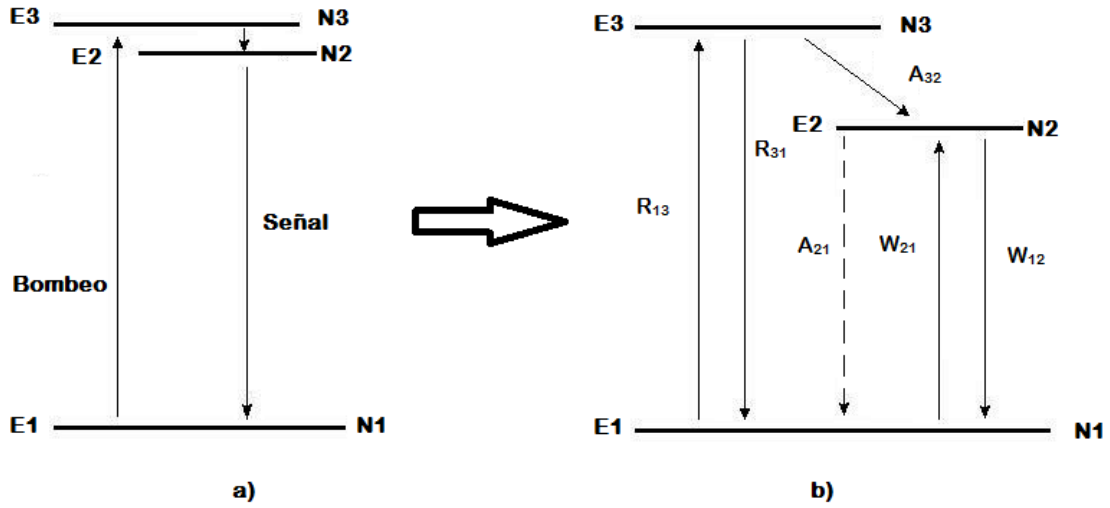


Figura 2.5. Esquemas de tres niveles. a) Diagrama que representa un sistema de tres niveles con un tiempo de vida τ_{32} pequeño. b) Sistema de tres niveles equivalente.

Consideramos un sistema compuesto por tres niveles (**Figura 2.5**), $E_3 > E_2 > E_1$ y con poblaciones correspondientes a N_1 , N_2 y N_3 . En donde las tasas de excitación y desexcitación por unidad de tiempo del bombeo se pueden expresar en función de las energías y de las secciones transversales de sus iones activos, como

$$R_{13} = \frac{I_p \sigma_a(\lambda_p)}{\hbar \omega_p} \quad \text{y} \quad R_{31} = \frac{I_p \sigma_e(\lambda_p)}{\hbar \omega_p} \quad (2.10)$$

Las tasas correspondientes de la señal, son

$$W_{12} = \frac{I_s \sigma_a(\lambda_s)}{\hbar \omega_s} \quad \text{y} \quad W_{21} = \frac{I_s \sigma_e(\lambda_s)}{\hbar \omega_s} \quad (2.11)$$

Y la tasa de relajación se puede expresar en función del tiempo de vida, como

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} \quad \text{y} \quad A_{32} = \frac{1}{\tau_{32}} \quad (2.12)$$

Donde λ_p es la longitud de onda del bombeo, λ_s es la de la señal, h es la constante de Planck, ω_p la frecuencia del bombeo, ω_s es la frecuencia de la señal, σ_a y σ_e son las secciones transversales de absorción y emisión donde $\alpha = \sigma \cdot N$ y donde N es la concentración de iones/cm³ y α es la atenuación en longitud de la cavidad (cm⁻¹), I_p es la intensidad del bombeo e I_s la de la señal y el tiempo de vida es τ .

La tasa de relajación o transición radiativa posee unidades de $[s^{-1}]$, la cual determina la probabilidad de transición de un nivel a otro. Son estos parámetros los que determinan la física del sistema y son dependientes de la energía y longitud de onda de bombeo, así como de las secciones de área transversales de los iones presentes en el sistema del medio activo, en este caso la fibra óptica.

Si se considera que el sistema se encuentra sin degeneraciones, es decir que las tasas de excitación para la señal y el bombeo son iguales a las tasas de desexcitación, entonces se puede suponer que

$$R_{31} = R_{13} = R \quad \text{y} \quad W_{21} = W_{12} = W \quad (2.13)$$

La densidad de población (N_i) se distribuye entre los niveles de acuerdo a las siguientes ecuaciones,

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1(W_{12} + R_{13}) + N_2(A_{21} + W_{21}) + N_3R_{31} = -R(N_3 - N_1) + W(N_2 \cdot N_1) + N_2A_{21} \quad (2.14)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2(W_{21} + A_{21}) + N_1W_{12} + N_3A_{32} = W(N_1 - N_2) + N_3A_{32} - N_2A_{21} \quad (2.15)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -N_3(R_{31} + A_{32}) + N_1R_{13} = R(N_1 - N_3) - N_3A_{32} \quad (2.16)$$

$$N_t = N_1 + N_2 + N_3 \quad (2.17)$$

Donde la **ecuación 2.17** representa la ley de conservación de la energía, ya que la población total es la suma de las poblaciones de todos los niveles (concentración de iones en cada nivel).

Para la resolución de estas ecuaciones se supone que el sistema funciona bajo la condición de onda continua (CW por sus siglas en inglés) esto es, en un sistema estable en donde la tasa de densidad de población es constante en el tiempo para cada nivel de energía, en equilibrio térmico.

Resolviendo el sistema aplicando dichas suposiciones, despejando N_3 a partir de la **ecuación (2.16)**, se tiene que

$$N_3 = \frac{N_1 R}{R + A_{32}} \quad (2.18)$$

Similarmente, de la **ecuación (2.15)** y **(2.18)** se obtiene:

$$N_2 = \frac{N_1}{W + A_{21}} \left(W + \frac{RA_{32}}{R + A_{32}} \right) \quad (2.19)$$

Recordaremos que para obtener amplificación láser en un sistema de niveles, se debe cumplir con la condición de amplificación o inversión de población, esto es $N_2 > N_1$. Para ello usaremos las **ecuaciones (2.13 - 2.17)** para obtener las condiciones necesarias en el sistema de tres niveles para obtener inversión de población, entonces haciendo uso de dichas ecuaciones se obtiene que,

$$\frac{N_2 - N_1}{N_t} = \frac{R(A_{32} - A_{21}) - A_{32}A_{21}}{3RW + 2RA_{21} + 2A_{32}W + A_{32}R + A_{32}A_{21}} \quad (2.20)$$

Para obtener inversión de población, es necesario que la diferencia: $N_2 - N_1$ deba ser positiva, por lo tanto la condición necesaria aplicada al sistema de tres niveles es

$$R(A_{32} - A_{21}) > A_{32}A_{21} \quad (2.21)$$

Para este caso en particular, el tiempo de vida del tercer nivel es sumamente pequeño, es decir, es despreciable y por lo tanto la tasa de probabilidad de transición es muy alta. Entonces en la práctica, este nivel puede ser un nivel ancho, para que la fuente de luz de bombeo pueda tener un ancho de banda también grande, para que ésta pueda ser usada eficientemente. Además se debe cumplir con una cantidad de bombeo mínima, a partir de la **ecuación (2.20)**, e igualando a 0, se obtiene

$$R_{\text{umbral}} = \frac{A_{32}A_{21}}{A_{32} - A_{21}} \quad (2.22)$$

Consecuentemente para obtener inversión de población se requiere que $R > R_{\text{umbral}}$. Sin embargo, para **potencias láser pequeñas**, es decir $W \ll A_{21}$, y asumiendo que $A_{32} \gg A_{21}$, de la **ecuación (2.20)** se tiene

$$\frac{N_2 - N_1}{N_t} \cong \frac{R - A_{21}}{R + A_{21}} \quad (2.23)$$

Para esta aproximación se requiere que $R > A_{21}$ para obtener inversión de población.

Sea $\Delta N = (N_2 - N_1)$, reescribiendo la **ecuación (2.23)** de la siguiente forma,

$$R(N_t - \Delta N) = A_{21}(N_t + \Delta N) \quad \rightarrow \quad \frac{R}{A_{21}} = \frac{N_t + \Delta N}{N_t - \Delta N} \quad (2.24)$$

Lo que conlleva que N_3 , no contribuya a las ecuaciones, por lo tanto se puede simplificar el sistema completo, a

$$N_t = N_1 + N_2 + N_3 \cong N_1 + N_2 \quad (2.25)$$

Entonces para mantener inversión de población, la potencia de bombeo debe cumplir con el mínimo requerimiento de energía

$$P_p = N_2 \hbar \omega_p A_{21} \quad (2.26)$$

Existen diversos tipos de sistemas amplificadores que funcionan con base en un sistema de tres niveles. Como los iones de tierras raras trivalentes, entre ellos: el Yb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} y el Ho^{3+} . Todos estos niveles tienen en común que los niveles superiores se encuentran muy cerca el uno del otro.

Para un sistema que sea de mayor complejidad, se le agregan las ecuaciones correspondientes de cada nivel, esto es, si el sistema es de cuatro niveles entonces serán cuatro ecuaciones de densidades de población, más la ecuación de conservación de la energía y así sucesivamente, según el número de niveles del sistema.

2.7 Amplificación y oscilación láser.

Cuando existe el fenómeno óptico de **absorción**, es decir, el efecto cuando la luz incide en un cuerpo y ésta es absorbida por el medio, la **potencia** de la luz absorbida por un medio absorbidor donde existe una distribución de niveles N_1 y N_2 en función de la longitud del medio es:

$$\frac{dP(z)}{dz} = -(N_1 - N_2) \frac{\hbar \omega B}{c} P(z) = -\alpha(\omega) P(z) \quad (2.27)$$

Donde la absorción está definida como

$$\alpha(\omega) = -\Delta N \frac{\hbar \omega B(\omega)}{c} = -\Delta N \sigma(\omega) \quad (2.28)$$

Para que exista amplificación en un medio, éste debe tener absorción negativa (α). Integrando la **ecuación (2.27)**, se obtiene el comportamiento de crecimiento exponencial

$$P(z) = P(0)e^{-\alpha z} = P(0)e^{gz} \quad (2.29)$$

Reescribiendo la **ecuación (2.27)** para sistemas no degenerados se tiene

$$\frac{dP}{dz} = \Delta N \sigma(\omega) P(z) = g(\omega) P(z) \quad (2.30)$$

Y para un sistema con degeneraciones se tendrá que la potencia absorbida es

$$\frac{dP}{dz} = [N_2 \sigma_{21}(\omega) - N_1 \sigma_{12}(\omega)] P(z) \quad (2.31)$$

Consideremos el caso de un sistema de Fibra óptica dopada con tierras raras (REDF por sus siglas en inglés), entonces la variación de la potencia del haz de bombeo (P_p), cuando éste viaja de un punto a otro a lo largo de la fibra está dada por:

$$\frac{dP_p}{dz} = g_p P_p = [N_2 \sigma_{21}(\omega_p) - N_1 \sigma_{12}(\omega_p)] P_p \quad (2.32)$$

Para la señal, la potencia del haz de bombeo es:

$$\frac{dP_s}{dz} = g_s P_s = [N_2 \sigma_{21}(\omega_s) - N_1 \sigma_{12}(\omega_s)] P_s \quad (2.33)$$

En el caso en donde no exista el bombeo la población en el nivel superior $N_2 \approx 0$, y la población total entonces estará en el estado base, esto es $N_t = N_1$ y por lo tanto la totalidad de los iones participan en el fenómeno de absorción. La absorción se le denomina **absorción de pequeña señal** descrita por

$$\alpha_0(\omega) = N_1 \sigma_{12}(\omega) = N_T \sigma_{abs}(\omega) \quad \text{y} \quad g_p = -\alpha_0(\omega) \quad (2.34)$$

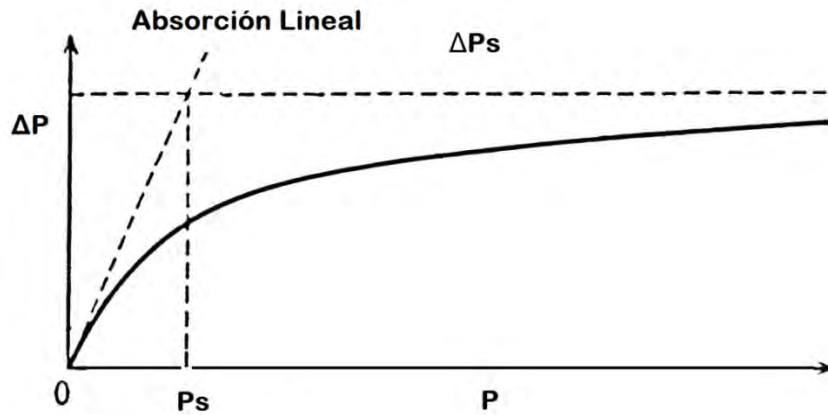


Figura 2.6. Saturación de absorción como función de la potencia incidente. Donde P_s es la potencia de saturación y ΔP_s es el valor de saturación de la potencia absorbida.

Anteriormente nos referimos a la absorción lineal, en donde el fenómeno óptico es de tipo ordinario, es decir, independiente de la intensidad. Pero en el caso de campos eléctricos intensos, la polarización de la luz se vuelve no lineal, al igual que la susceptibilidad χ y por lo tanto, también lo hacen la absorción y el índice de refracción.

Entre estos efectos no lineales se incluye la **saturación de la absorción**. Cuando la intensidad de la luz se incrementa con una frecuencia constante, la potencia absorbida aumenta linealmente cuando la intensidad es débil, si la luz es potente, el coeficiente de absorción gradualmente se vuelve pequeño y la potencia absorbida se aproxima a cierto valor de saturación. Como la potencia absorbida ya no es proporcional a la potencia incidente, este efecto se le denomina “saturación de absorción o absorción no lineal” (**Figura 2.6**), y se expresa en función de la densidad de la potencia incidente como,

$$\alpha(P_p) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{P_p}{P_p^{sat}}} \quad (2.35)$$

En el caso en donde no hay traslape de las secciones transversales de los espectros, la potencia de saturación del bombeo tiene que igualar el valor de la potencia de bombeo para que el coeficiente de absorción cumpla con la siguiente condición

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{2} \quad \text{con} \quad P_p^{sat} = P_p = \frac{\hbar\omega_p a}{\sigma_a \tau} = \frac{\Delta E a}{\sigma_a \tau}$$

donde a , es la sección transversal del área del núcleo de la fibra.

Sea I el flujo de fotones incidente, en términos de la densidad de potencia (P) de la luz incidente, se define como

$$I_p = \frac{P_p}{a} \quad \text{y} \quad I_s = \frac{P_s}{a} \quad (2.36)$$

El coeficiente de absorción se puede reescribir en función de la intensidad

$$\alpha(I_p) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I_p}{I_p^{sat}}} \quad (2.37)$$

La constante de ganancia de un medio con inversión de población ΔN se satura igualmente. Entonces se le denomina el coeficiente de ganancia insaturada (g_0) para una luz incidente débil, la cual se puede visualizar como una señal débil que no redistribuye notablemente la población. Señales más poderosas que sí redistribuyen la población tienden a experimentar menor ganancia **[1]**, esta constante de ganancia se define como:

$$G(P_s) = \frac{g_0}{1 + \frac{P_s}{P_s^{sat}}} \quad \text{y} \quad G(I_s) = \frac{g_0}{1 + \frac{I_s}{I_s^{sat}}} \quad (2.38)$$

Donde P_s^{sat} es la potencia de saturación de la señal, $P_s^{sat} = \frac{\hbar\omega_s a}{\sigma_e \tau}$

También es posible calcular las pérdidas en una fibra óptica con base en sus potencias de entrada y potencia de salida.

$$P_{out} = P_{in} \exp(-\alpha_0 l) \quad (2.39)$$

Sea la transmitancia (T) en función de la absorbancia (A): $T+A=1$. Entonces la transmitancia en términos de las potencias de entrada y de salida se expresa como

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \exp(-\alpha_0 l) \quad (2.40)$$

Donde la absorción de pequeña señal está dada por

$$\alpha_0 [cm^{-1}] = \frac{-\ln T}{l} \quad (2.41)$$

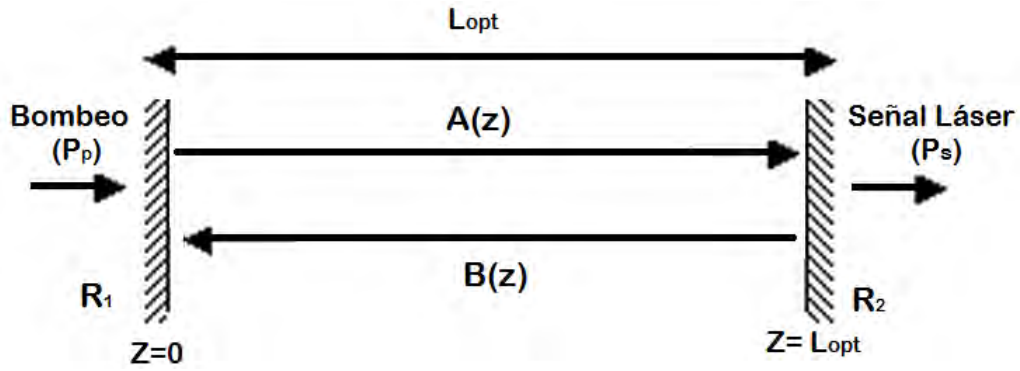


Figura 2.7. Esquema de un resonador láser compuesto de dos espejos con reflectividad R_1 y R_2 respectivamente, en el cual viajan dos señales en sentido opuesto.

Para que exista oscilación láser, es necesario que se construya un resonador óptico, el cual se compone principalmente de un medio amplificador, un sistema de bombeo y una cavidad resonante (véase la **Figura 2.4**) como se explicó en la sección 2.3.

Los sistemas láser de REDF necesitan mantener la condición de inversión de población a lo largo de toda su longitud, esto es, para obtener la mayor eficiencia posible y así evitar las pérdidas por reabsorción de la señal al final de la fibra. Para ello es necesario determinar la longitud óptima a la cual una fibra obtendrá la mayor eficiencia, es decir la mayor ganancia posible.

Para ello se modelará una fibra láser de dos niveles, ya que como se vio en la sección 2.6, un sistema de tres niveles se puede simplificar a uno de dos niveles para los iones de tierras raras trivalentes [20]. Se considerará que en ella viajan dos señales generadas por la emisión estimulada a partir de una potencia incidente de bombeo, las cuales se propagan en direcciones opuestas (**Figura 2.7**).

Sea la potencia total normalizada en cualquier punto a lo largo de la fibra con respecto a la potencia de saturación de la señal:

$$\frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} = p(z) = A(z) + B(z) \quad (2.42)$$

Donde las señales de propagación dentro de la fibra, se definen como:

$$A(z) = \frac{P_s^+(z)}{P_z^{sat}} \quad \text{y} \quad B(z) = \frac{P_s^-(z)}{P_z^{sat}} \quad (2.43)$$

Sean las potencias normalizadas de la señal y del bombeo:

$$p = \frac{P_s}{P_s^{sat}} \quad \text{y} \quad q = \frac{P_p}{P_p^{sat}} \quad (2.44)$$

Sea la razón de cambio de la potencia normalizada absorbida con respecto a la posición a lo largo de la fibra para la señal y el bombeo, en función de las razones de las secciones transversales de emisión y absorción, derivadas del sistema de dos cuasi-niveles [20]

$$\frac{dq}{dz} = \frac{-\alpha_p q (U'p + 1)}{1 + p + q} \quad \text{y} \quad \frac{dp}{dz} = \frac{\alpha_s p (Uq - 1)}{1 + p + q} \quad (2.45)$$

Con U' y U definidas como

$$U' = \frac{\eta_s - \eta_p}{1 + \eta_s} \quad \text{y} \quad U = \frac{\eta_s + \eta_p}{1 + \eta_p} \quad (2.46)$$

Donde $\eta_i = \frac{\sigma_e(\omega_i)}{\sigma_a(\omega_i)} = \frac{\sigma_{21}(\omega_i)}{\sigma_{12}(\omega_i)}$ $i = s, p$. Representan las razones de las secciones

transversales de emisión y absorción, para la señal y el bombeo.

Sustituyendo la **ecuación (2.43)** en la **ecuación (2.45)** para la potencia normalizada absorbida de la **señal positiva**, Se tiene para la señal propagada en sentido positivo y la potencia normalizada del bombeo como

$$\frac{1}{A(z)} \frac{dA(z)}{dz} = \frac{\alpha_s (Uq - 1)}{1 + p + q} \quad \frac{1}{q} \frac{dq}{dz} = \frac{-\alpha_p (U'p + 1)}{1 + p + q} \quad (2.47)$$

Realizando la razón de las ecuaciones anteriores, para obtener una ecuación de propagación, se obtiene

$$\alpha_p (U'p + 1) \frac{dA(z)}{A(z)} = \alpha_s (1 - Uq) \frac{dq}{q} \quad (2.48)$$

Observando la **Figura 2.7**, se pueden establecer ciertos límites para las ecuaciones de propagación de la señal. Sea la potencia de bombeo y la señal en sentido positivo evaluada en los límites de la cavidad, como

$$q(0) = q_o \quad \text{y} \quad \frac{dA(L_{opt})}{dz} = 0 \quad (2.49)$$

Esto se debe a que la potencia de bombeo que se encuentra al inicio de la fibra ($z=0$), es máxima (q_0). En el extremo final de la fibra es decir en $z=L_{opt}$, la potencia del bombeo se absorbe mínimamente y la ganancia se satura, y por lo tanto $A(z)$ deja de aumentar. Entonces aplicando el criterio de los límites en la **ecuación (2.47)** se obtiene que el valor en el cual la derivada de $A(z)$ evaluada en L_{opt} es cero, es cuando $q=1/U$.

Ahora es posible solucionar la ecuación diferencial, al integrar bajo el criterio de los límites en la **ecuación (2.48)**,

$$\int_0^{L_{opt}} \alpha_p (U'p + 1) \frac{dA(z)}{A(z)} = \int_{q_0}^{1/U} \alpha_s (1 - Uq) \frac{dq}{q} \quad (2.50)$$

Realizando la integral se obtiene

$$\alpha_p (U'p + 1) \ln \left(\frac{A(L_{opt})}{A(0)} \right) = -\alpha_s (1 - Uq_0 + \ln(Uq_0)) \quad (2.51)$$

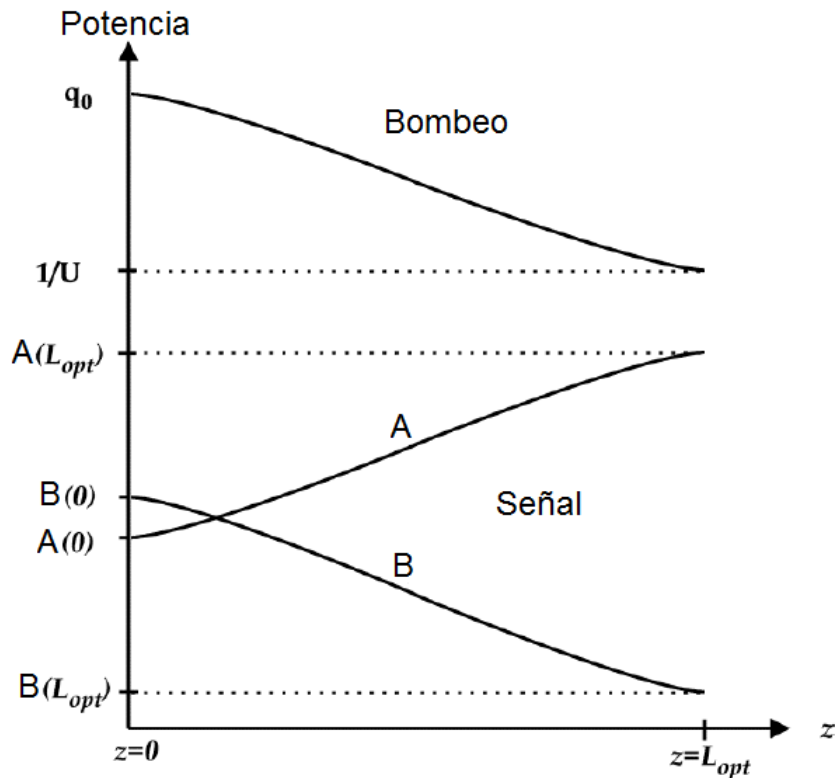


Figura 2.8. Potencias normalizadas de propagación de la señal y del bombeo a lo largo de una fibra láser de cuasi-dos niveles [1].

Ahora se simplificará esta ecuación en términos de parámetros conocidos, como las reflectividades de los espejos (R_1 y R_2), donde las siguientes condiciones de frontera se satisfacen,

$$A(0) = R_1 B(0) \quad \text{y} \quad B(L_{opt}) = R_2 A(L_{opt}) \quad (2.52)$$

Debido a que ambas señales experimentan la misma ganancia (**Figura 2.8**), se satisface que: $A(L_{opt}) = A(0) \exp(g \cdot L_{opt})$ y $B(L_{opt}) = B(0) \exp(-g \cdot L_{opt})$. Por lo tanto se cumple que,

$$A(L_{opt})B(L_{opt}) = A(0)B(0) \quad (2.53)$$

Usando las **ecuaciones (2.52) y (2.53)** se tiene

$$\frac{A(L_{opt})}{A(0)} = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (2.54)$$

Sustituyendo la **ecuación (2.54)** en la **ecuación (2.51)** y despejando p , se tiene

$$p = - \frac{\alpha_p \ln(\sqrt{R_1 R_2}) - \alpha_s (1 - Uq_0 + \ln(Uq_0))}{\alpha_p U' \ln(\sqrt{R_1 R_2})} \quad (2.55)$$

De la **ecuación (2.47)** para la potencia normalizada del bombeo se tiene la siguiente ecuación diferencial,

$$\int_{q_0}^{1/U} \frac{(1+p+q)}{q} dq = \int_0^{L_{opt}} -\alpha_p (U'p+1) dz \quad (2.56)$$

Resolviendo las integrales, se puede obtener finalmente la longitud óptima para obtener la máxima eficiencia

$$L_{opt} = \frac{\ln(Uq_0)(p+1) + q_0 + 1/U}{\alpha_p (U'p+1)} \quad (2.57)$$

Capítulo 3

Desarrollo experimental y resultados

3.1 Introducción

En fibras de fluorozirconato se ha producido *upconversion* eficiente en visible y UV a partir de bombeo en el infrarrojo (IR) [22], pero no con luz visible (rojo) como se propone en este trabajo. En la actualidad los diodos láser monomodales comienzan a ser comerciales, y pueden ser capaces de emitir potencias de decenas de mili-Watts alrededor de los 650 o 690nm, esta longitud de onda puede ser controlada por medio de un control electro-térmico que actúe sobre el diodo láser para seleccionar una longitud de onda particular, debido a la sintonización por variación de temperatura.

Para la realización de este trabajo de investigación se contó con un instrumento no comercial, fabricado de acuerdo a las necesidades requeridas, el cual es capaz de regular la temperatura de un diodo láser de hasta 1W de potencia en el rango de 0 a 70°C.

La señal que más se absorbe en el estado base del Tm^{3+} : ZBLAN está centrada aproximadamente alrededor de los 690nm (**Figura 3.1**); si ésta fuera bombeada, presentaría una atenuación muy grande, por lo cual, solo se necesitaría unos pocos centímetros de fibra para la operación de un láser con las características ya mencionadas.

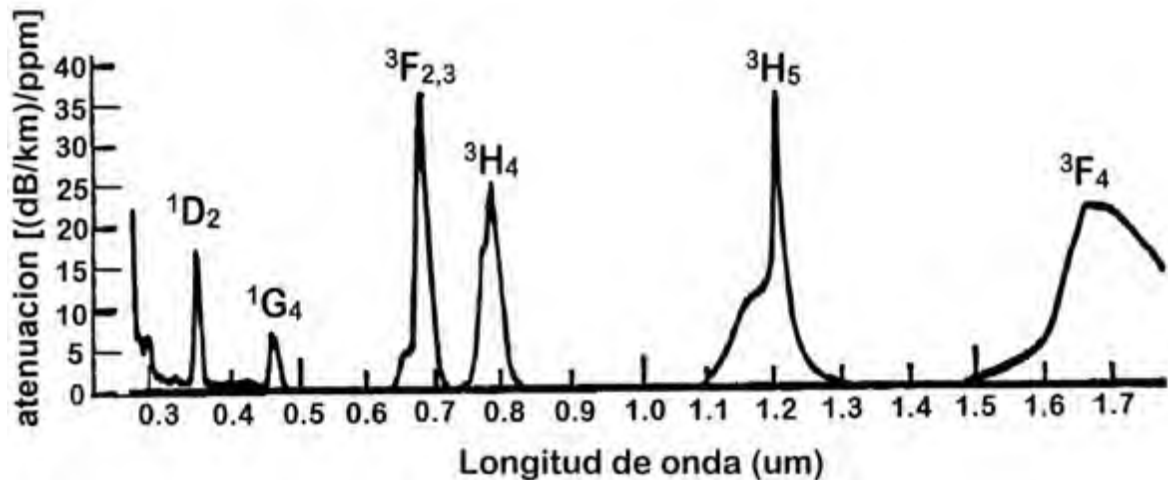


Figura 3.1. Espectro de absorción de GSA del vidrio de fluorozirconato dopado con Tm^{3+} [23].

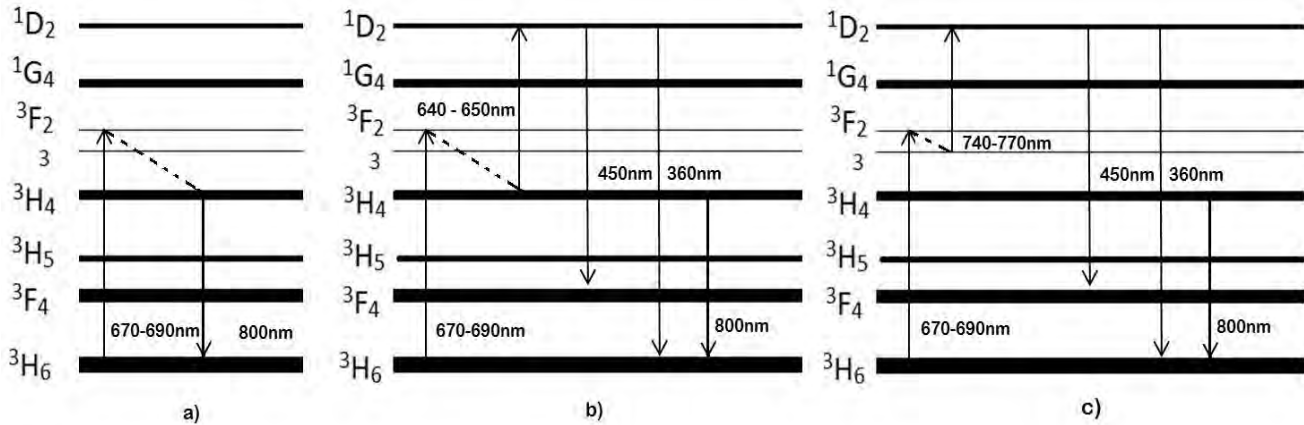


Figura 3.2. Diagrama de transiciones energéticas posibles bajo el sistema utilizado.

Los fotones alrededor de esta longitud de onda ($\sim 690\text{nm}$) pueden elevar la energía de los iones desde el estado base ($^3\text{H}_6$) hasta los niveles $^3\text{F}_{2,3}$, en los cuales se podría tener distintas configuraciones (**Figura 3.2**); por ejemplo elevándose al nivel $^3\text{F}_2$ podrían decaer al nivel inmediato inferior por medio de energía no radiativa (fonones) luego decaer al nivel $^3\text{H}_4$ por decaimiento multifonón para de ahí decaer radiativamente al estado base con emisión a $\sim 800\text{nm}$ (**Figura 3.2a**) o del nivel $^3\text{H}_4$ co-excitado con $\sim 650\text{nm}$ para llevar los iones al nivel energético $^1\text{D}_2$ para emitir a distintas longitudes de onda (**Figura 3.2b**); otra configuración similar permitiría excitar al nivel energético $^1\text{D}_2$ bombeando a $\sim 760\text{nm}$ desde el nivel $^3\text{F}_3$ (**Figura 3.2c**) y obtener una gama de longitudes de onda similares a la configuración anterior. El nivel $^1\text{D}_2$ cuenta con un tiempo de vida $\sim 50\mu\text{s}$, lo cual hace de esta excitación muy importante, ya que a partir de ésta, es posible que se generen señales en azul (450nm) en la transición radiativa ($^1\text{D}_2\text{-}^3\text{F}_4$) y en ultravioleta a 362nm en la transición ($^1\text{D}_2\text{-}^3\text{H}_6$). Existen diversas aplicaciones para el uso de estas emisiones, algunas de ellas son: el almacenamiento de datos en alta densidad (azul y UV), el curado de resinas epóxicas utilizadas en odontología (UV), y en la industria, cirugía ocular (UV), destrucción de coágulos en la sangre humana (verde), entre muchas otras aplicaciones.

A continuación se mostrarán con detalle los métodos de caracterización para los diodos láser, así como también el proceso de determinación de la longitud de onda más eficiente para el sistema elegido y su respectiva longitud óptima de la cavidad láser; además se incluirá el desarrollo experimental y sus resultados obtenidos.

3.2 Caracterización de diodos láser

Para la realización de este trabajo de investigación se comenzó con la caracterización de dos diodos láser a partir del control de un sistema electro-térmico, mencionado con anterioridad. El proceso de caracterización consiste en determinar la longitud de onda de emisión del diodo láser en función de la temperatura y de su corriente de funcionamiento.

El primer diodo en ser caracterizado fue el diodo **HL6385DG** de *opnext®*, el cual posee una longitud de onda centrada a $\lambda \sim 642\text{nm}$ a temperatura ambiente, este diodo compuesto de AlGaInP, posee una potencia de emisión 150mW en onda continua, su temperatura de operación es del rango de -10°C - 40°C y una corriente de operación máxima de 350mA. Para su caracterización se realizaron dos procesos de mediciones, el primero se realizó a corrientes fijas y el otro a temperaturas fijas. Para el primer proceso, se fijaron corrientes de 200mA y 300mA (**Figura 3.3**); se varió la temperatura del diodo a partir de un sistema refrigerante a base de agua y se determinó su longitud de onda de emisión con un fotodetector. Se realizaron mediciones en incrementos de 1°C , para ambos casos. En los resultados es posible visualizar que el comportamiento del diodo es lineal en función con la temperatura y por lo tanto se puede extrapolar su comportamiento para temperaturas no reportadas en dichos gráficos, para todo este proceso, se debe tener en consideración el rango de temperaturas seguras para el correcto funcionamiento de los diodos. Los gráficos fueron realizados con el programa Origin®.

El segundo diodo en ser caracterizado fue el diodo láser **HL6750MG** de *opnext®*, centrado a una longitud de onda aproximada de $\lambda \sim 680\text{nm}$, con una potencia de operación máxima de 50mW en onda continua y temperatura de operación es del rango de -10°C - 70°C ; posee una corriente de operación máxima de 100mA. Este diodo se caracterizó a corrientes de 50mA y 100mA. Se realizó el mismo procedimiento que en el diodo anterior, pero con incrementos de temperatura mayores, para agilizar las mediciones, los resultados se muestran en la **Figura 3.4**.

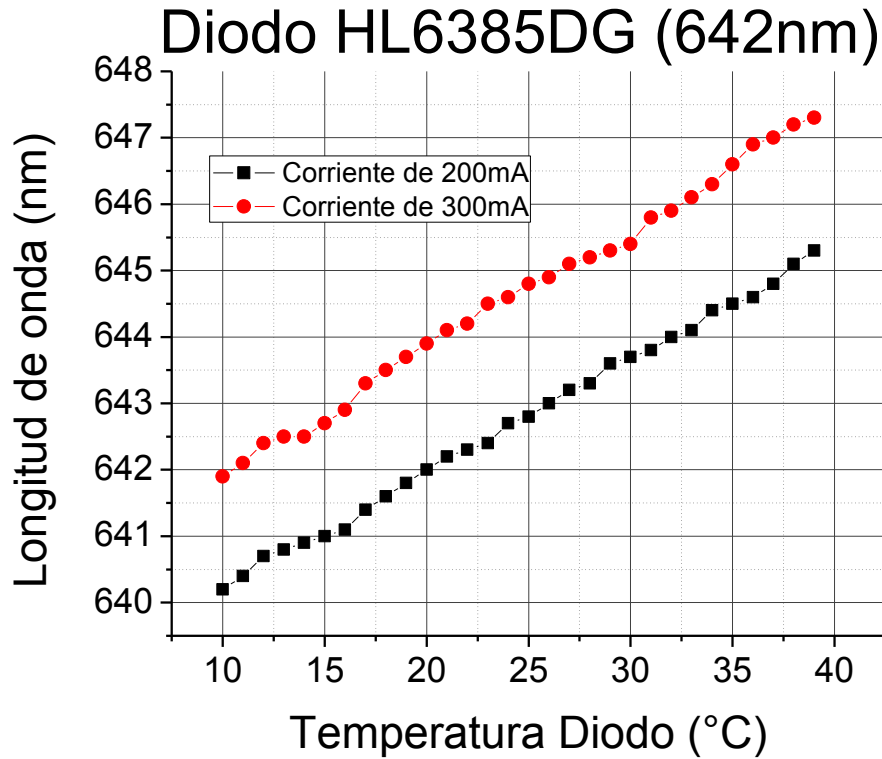


Figura 3.3 Caracterización del diodo con variación de la temperatura a corrientes 200mA y 300mA.

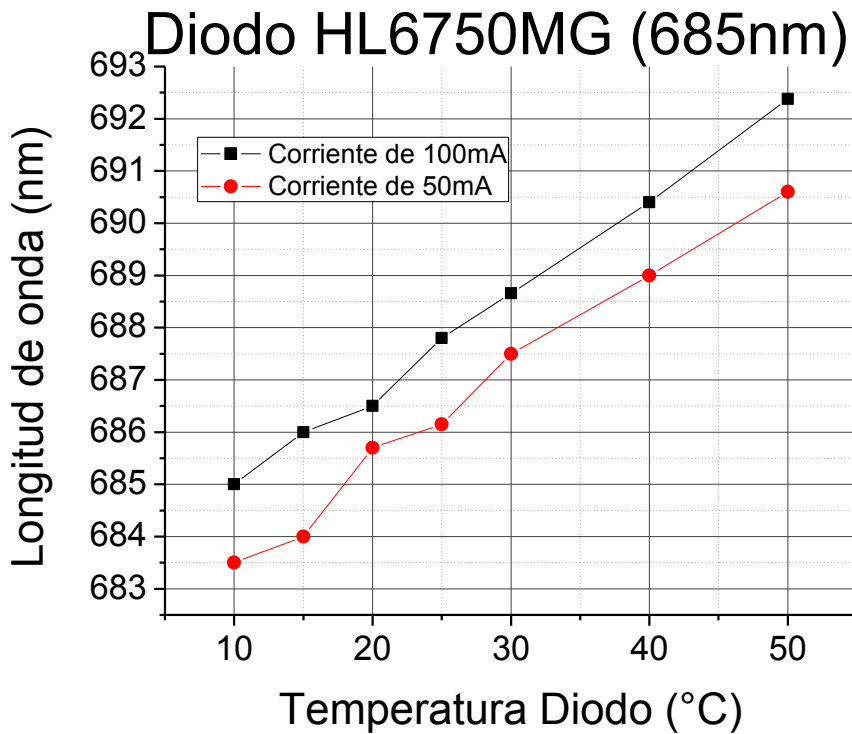


Figura 3.4 Caracterización del diodo con variación de la temperatura a corrientes 50mA y 100mA.

En el segundo proceso de caracterización se varió la corriente y se fijaron temperaturas. En dicha caracterización se midieron las potencias y las longitudes de onda emitidas por los diodos láser. Las **Figuras 3.5 y 3.6** muestran los resultados obtenidos para cada uno de los diodos a una temperatura dada; debido a que éstas expresan el comportamiento general del conjunto de mediciones, no es entonces necesario presentarlas en su totalidad ya que no aportarían información significativa adicional. Estos datos también fueron tomados en cuenta en la parte experimental, para estimar con una mayor precisión la longitud de onda de cada diodo láser y sus condiciones necesarias para la confiabilidad y reproducibilidad del experimento.

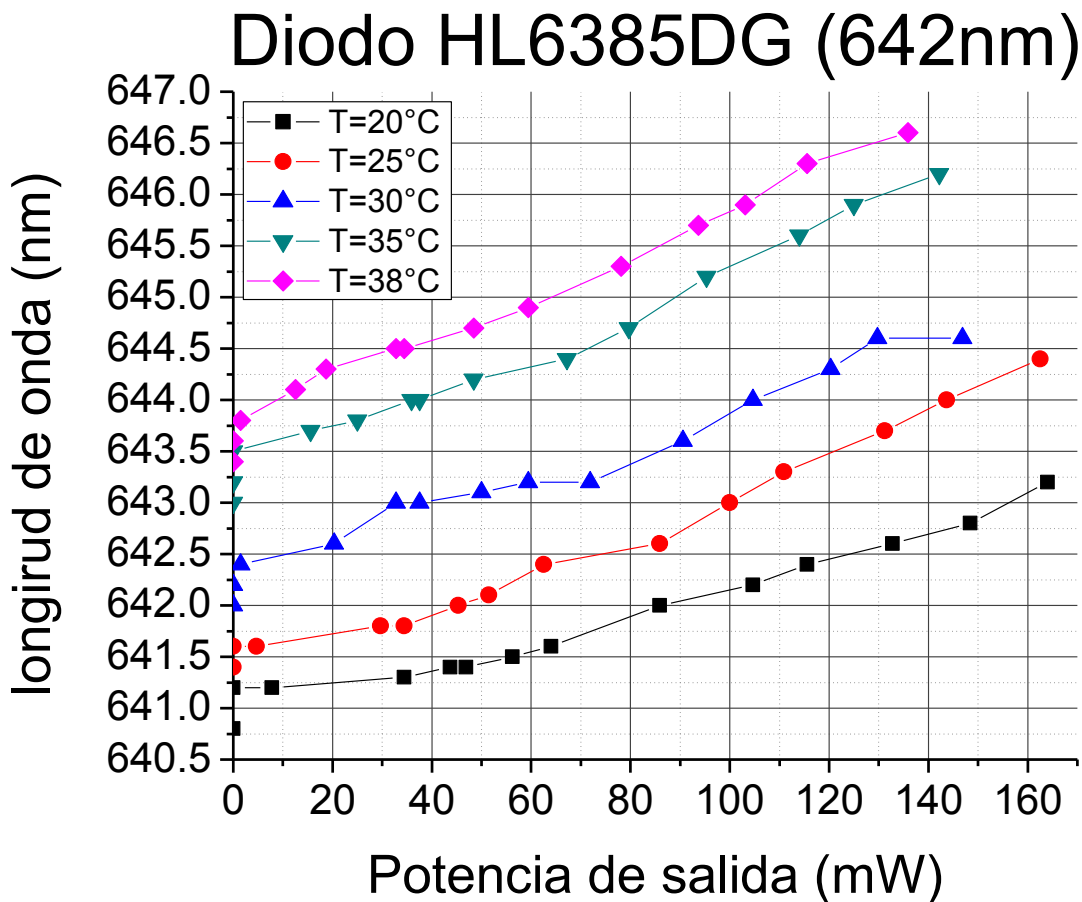


Figura 3.5 Caracterización del diodo HL6385DG con variación de la corriente y temperatura.

Diodo HL6750MG (685nm)

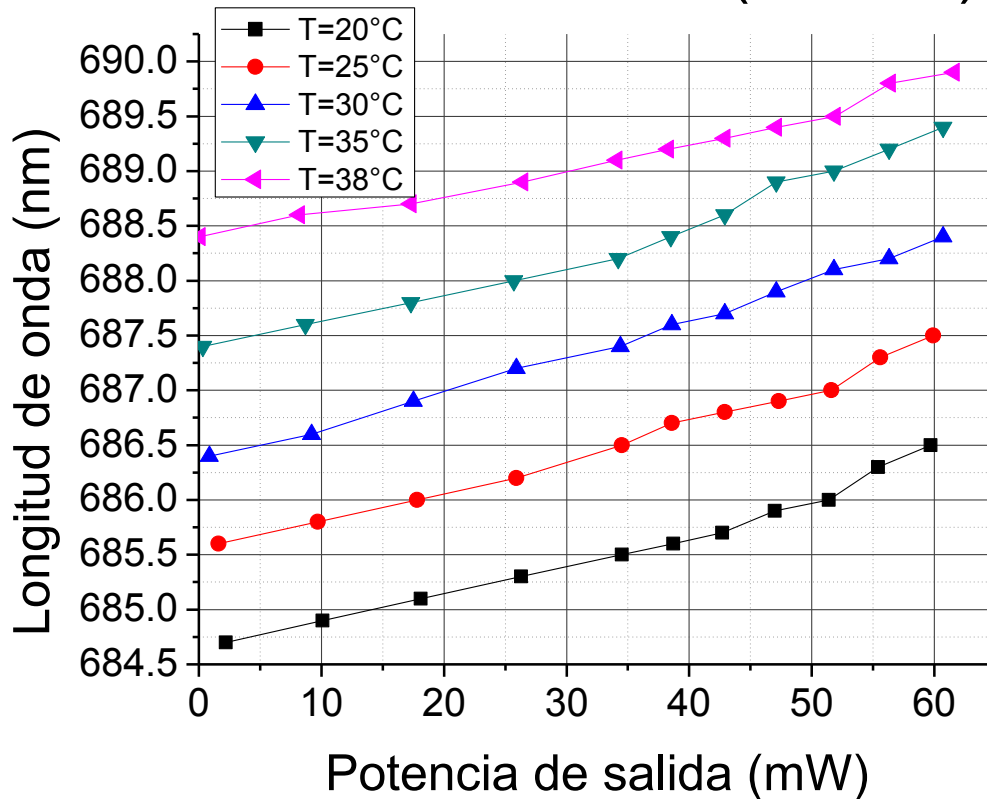


Figura 3.6 Caracterización del diodo HL6750MG con variación de la corriente y temperatura.

Una vez realizado este proceso de caracterización, es posible seleccionar las longitudes de onda necesarias para bombear el esquema experimental como se describe a continuación.

3.3 Determinación de la longitud de onda óptima para la excitación del nivel $^3F_{2,3}$ y del 3H_4 .

Entre los parámetros más importantes a considerar cuando se trabaja en láseres de fibra, son las secciones transversales de absorción (cross sections en inglés), ya que estos parámetros determinan la capacidad de absorción y emisión de la fibra en función de la longitud de onda incidente. Como se estudió en el capítulo 2, la sección transversal de un medio activo está dada en la **ecuación 2.29**. Como se observa en la ecuación, la absorción está en función de la concentración (N) - que equivale al número total de iones activos presentes en el material anfitrión- y de la sección transversal de absorción.

Por consiguiente, a partir del espectro de absorción del estado base o **GSA** y la concentración, es posible determinar la sección transversal de absorción..

Para la realización de este trabajo de investigación, se tomó en cuenta el espectro de GSA de la **Figura 3.1** y se determinó el coeficiente de absorción ($\alpha(\lambda_p)$) para los picos 3F_3 y 3H_4 en unidades de cm^{-1} . Se consideró la concentración de la fibra de Tm^{3+} : ZBLAN con 4500 ppm/wt, a lo que corresponden 7.1063×10^{19} iones / cm^3 y así obtener el espectro de la sección transversal de absorción en unidades de cm^2 .

Para determinar las secciones transversales de emisión [$\sigma_{ems}(\lambda_s)$] correspondientes a cada pico, se aplicó la relación de McCumber [24]:

$$\sigma_{ems}(\lambda_s) = \sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot \exp\left(\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_p}\right)\right) \quad (3.1)$$

Donde K es la constante de Boltzman, T es la temperatura absoluta, h la constante de Planck y λ_0 es la longitud de onda en la cual coinciden las secciones transversales de emisión y absorción (**Figura 3.7**). Esta longitud de onda se puede determinar a partir de las energías de los niveles bajo estudio en la ref. [21], bajo la siguiente conversión:

$$\lambda_0[\mu m] = \frac{10^{-2}}{\Delta E [cm^{-1}]} \quad (3.2)$$

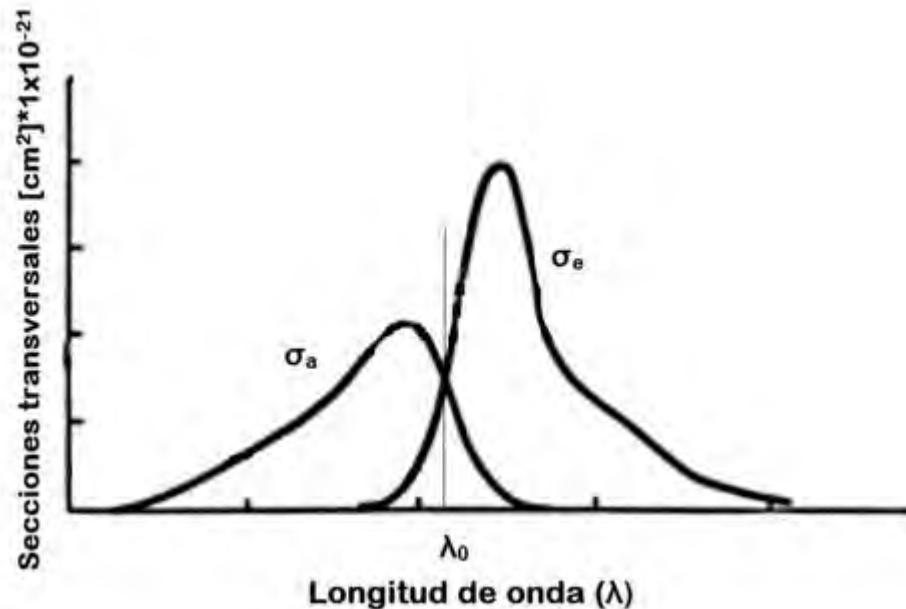


Figura 3.7 Localización de λ_0 en los espectros de absorción y emisión.

A partir de esta relación se obtuvieron los espectros de absorción y las secciones transversales de emisión y absorción, correspondientes a los niveles energéticos 3F_3 y 3H_4 (Figura 3.8 y 3.9).

Una vez realizado este proceso, es posible determinar las longitudes de onda a las cuales ocurre la máxima absorción y la máxima emisión, ya que en estos puntos se garantiza la máxima eficiencia en el sistema láser. Para la obtención de dichas longitudes de onda se graficó la diferencia entre las secciones transversales de absorción y de emisión ($\sigma_{abs}(\lambda_i) - \sigma_{ems}(\lambda_i)$ con $i=s,p$) y se establecieron al valor máximo de absorción y al valor mínimo (máximo de emisión) como las longitudes de onda óptimas de bombeo y de señal, respectivamente (Figura 3.10).

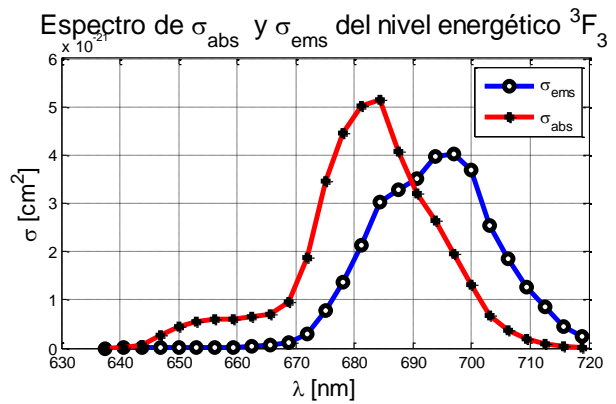
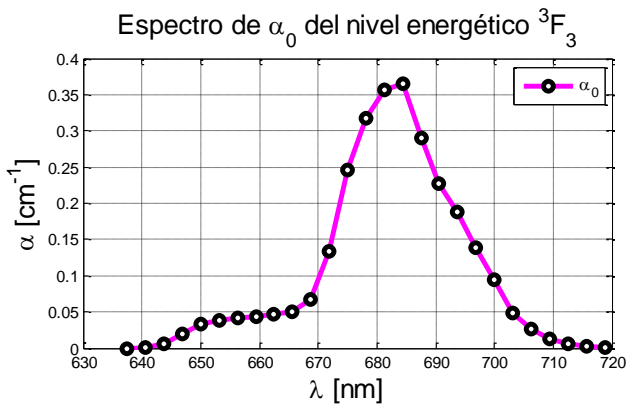


Figura 3.8 Espectros de absorción y emisión para el nivel energético 3F_3 .

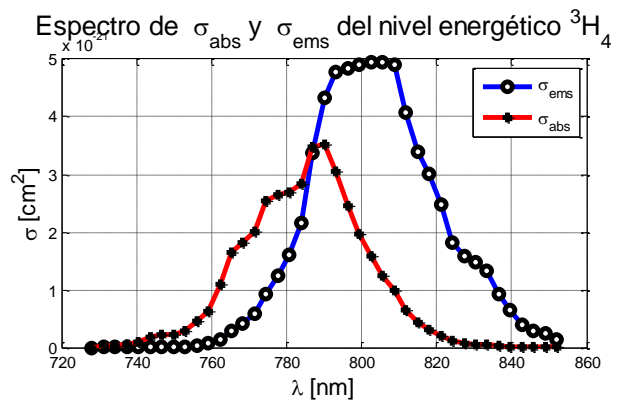
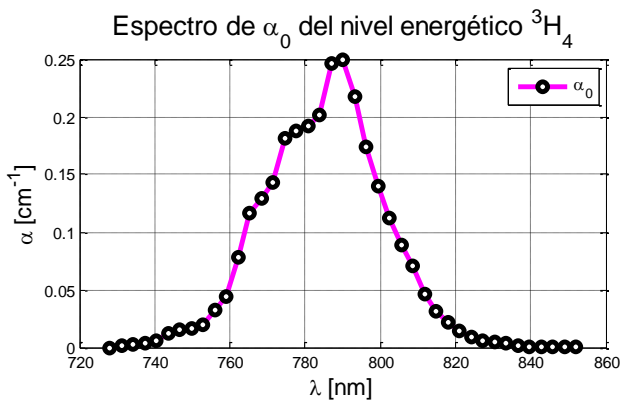


Figura 3.9 Espectros de absorción y emisión para el nivel energético 3H_4 .

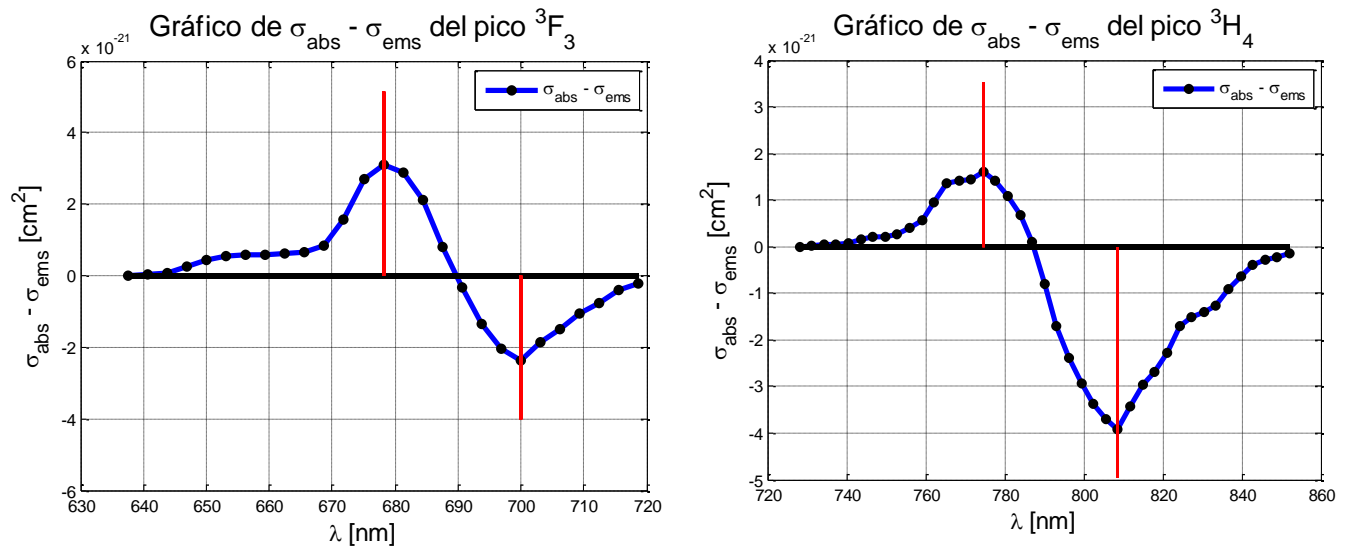


Figura 3.10 Espectro de máxima absorción y emisión para amplificación $\sigma_{abs}(\lambda_i) - \sigma_{ems}(\lambda_i)$ para los niveles 3F_3 y 3H_4 .

Los valores óptimos de longitud de onda encontrados a partir de dichas diferencias (**Figura 3.10**), fueron $\lambda_{abs}=678.12\text{nm}$ para la máxima absorción y $\lambda_{ems}=700\text{nm}$ para la máxima emisión para el pico 3F_3 . Para el pico 3H_4 de $\lambda_{abs}=775\text{nm}$ y $\lambda_{ems}=809.4\text{nm}$. Los programas para la determinación de dichos espectros se realizaron en el programa de Matlab® y se anexan en el **Apéndice A**.

3.4 Análisis espectral de los sistemas experimentales

El desarrollo experimental se dividió en dos partes, primero se procedió a implementar el sistema amplificador de fibra dopada con Tm^{3+} : ZBLAN que cumpliera con los sistemas bajo estudio mostrados en la **Figura 3.2** haciendo uso de los diodos láser caracterizados con anterioridad y variando su longitud de onda de emisión por medio del control electro-térmico. Posteriormente se continuó con la adquisición de los análisis de espectros de emisión para cada sistema con la finalidad de obtener experimentalmente las longitudes de onda óptimas para las emisiones láser de cada sistema experimental.

La segunda parte consistió en el cálculo teórico de longitudes óptimas de la fibra dopada para la creación de cavidades láser para los sistemas mostrados en la **Figura 3.2**, de acuerdo a los datos obtenidos experimentalmente.

En el primer arreglo experimental se hizo uso de una fibra dopada de Tm^{3+} : ZBLAN con una concentración nominal de 4500 ppm/wt con una longitud de $\sim 1.8\text{m}$. Ésta se colocó sobre monturas de desplazamiento micrométrico para el acoplamiento óptico del bombeo por medio de objetivos de microscopio de 10X de amplificación. Como se muestra en **Figura 3.11**. Para el bombeo se utilizó el diodo **HL6750MG** a una longitud de onda central de $\lambda \sim 680\text{nm}$, el cual se colimó y se concentró en el extremo inicial de la fibra para su excitación. Con este sistema experimental se pretendió probar el esquema de bombeo de la **Figura 3.2a**. Nótese que debido a la gran longitud de la fibra se obtuvo una gran absorción de la señal del bombeo láser y se midió la fluorescencia a la salida de la fibra. El espectro de emisión de la señal completo se muestra en la **Figura 3.12**.

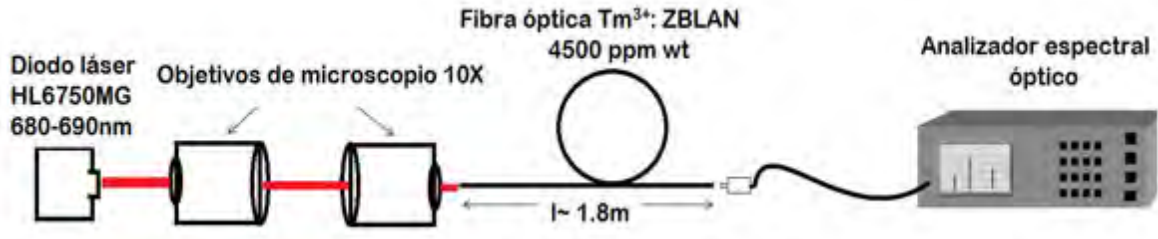


Figura 3.11 Esquema experimental I.

El analizador espectral óptico utilizado fue un OSA201 de la marca *Thorlabs*®, el cual es un analizador espectral óptico de transformada de Fourier o FT-OSA (por sus siglas en inglés), el cual posee una gran resolución y una velocidad de procesamiento muy rápida.

Cabe mencionar que no se colocaron espejos en los extremos de la fibra para formar la cavidad, ésta se formó simplemente por las reflexiones en las interfaces aire-vidrio en los extremos de la fibra ($\sim 3.5\%$ de reflectancia). Entonces, una vez más se corrobora la gran eficiencia de conversión de la transición ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ del Tm^{3+} : ZBLAN [20].

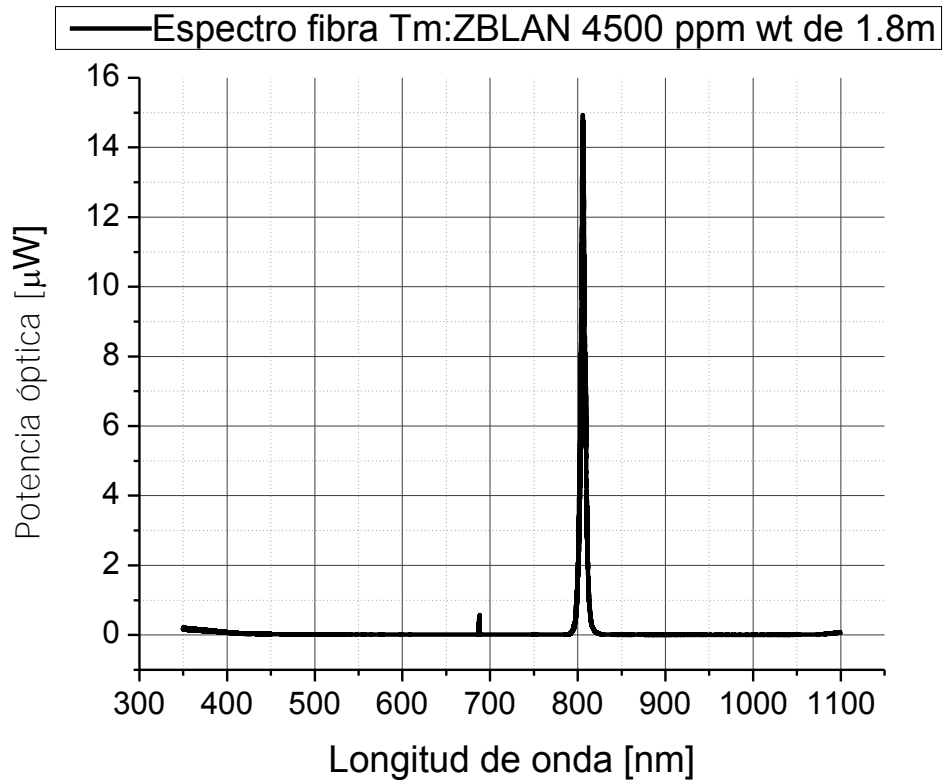


Figura 3.12 Espectro óptico de emisión láser del sistema experimental I.

Aquí la metodología utilizada fue la variación de la longitud de onda para determinar la longitud de onda en la cual la fibra absorbe más eficientemente, esta variación fue desde 680.5nm a 689.4nm y la longitud de onda que mejor dio resultados fue de **686.8nm**. Se proporcionó una potencia de bombeo a la salida del diodo láser de **48mW**, ésta se midió con un fotodetector. Esta es la longitud de onda encontrada por nosotros y propuesta para excitar dicha transición. Recordemos que esta longitud de onda es la que ofrece la más alta absorción de todo el espectro de Tm^{3+} : ZBLAN y no se había propuesto anteriormente, debido a que no existían láseres de diodo comerciales en el rango visible.

Ahora vemos viable la excitación del sistema con luz visible que además ofrece la ventaja de no generar opacamiento en la fibra (El fenómeno de *photodarkening* en Inglés) y que su funcionamiento puede ser utilizado a temperatura ambiente sin necesidad de enfriamiento adicional [1].

En el espectro de emisión se pueden observar la señal del bombeo residual a $\lambda \sim 686.8\text{nm}$ y las longitudes de onda emitidas por el sistema, las cuales fueron predominantemente a $\lambda \sim 800\text{nm}$, y picos a $\lambda \sim 870\text{nm}$ y a $\lambda \sim 750\text{nm}$ como se muestran en la **Figura 3.13**.

La señal de tres órdenes de magnitud más débil a 750nm es posiblemente una señal falsa del 2do orden de la rejilla del analizador espectral de la transición muy frecuentemente reportada de ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ ($\sim 1.5\mu\text{m}$); al igual que la señal a 870nm de ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ ($\sim 1.8\mu\text{m}$). La forma del espectro del pico a 800nm podría deberse a emisión espontánea amplificada (ASE), debido a su ancho espectral estrecho (**Figura 3.13a**).

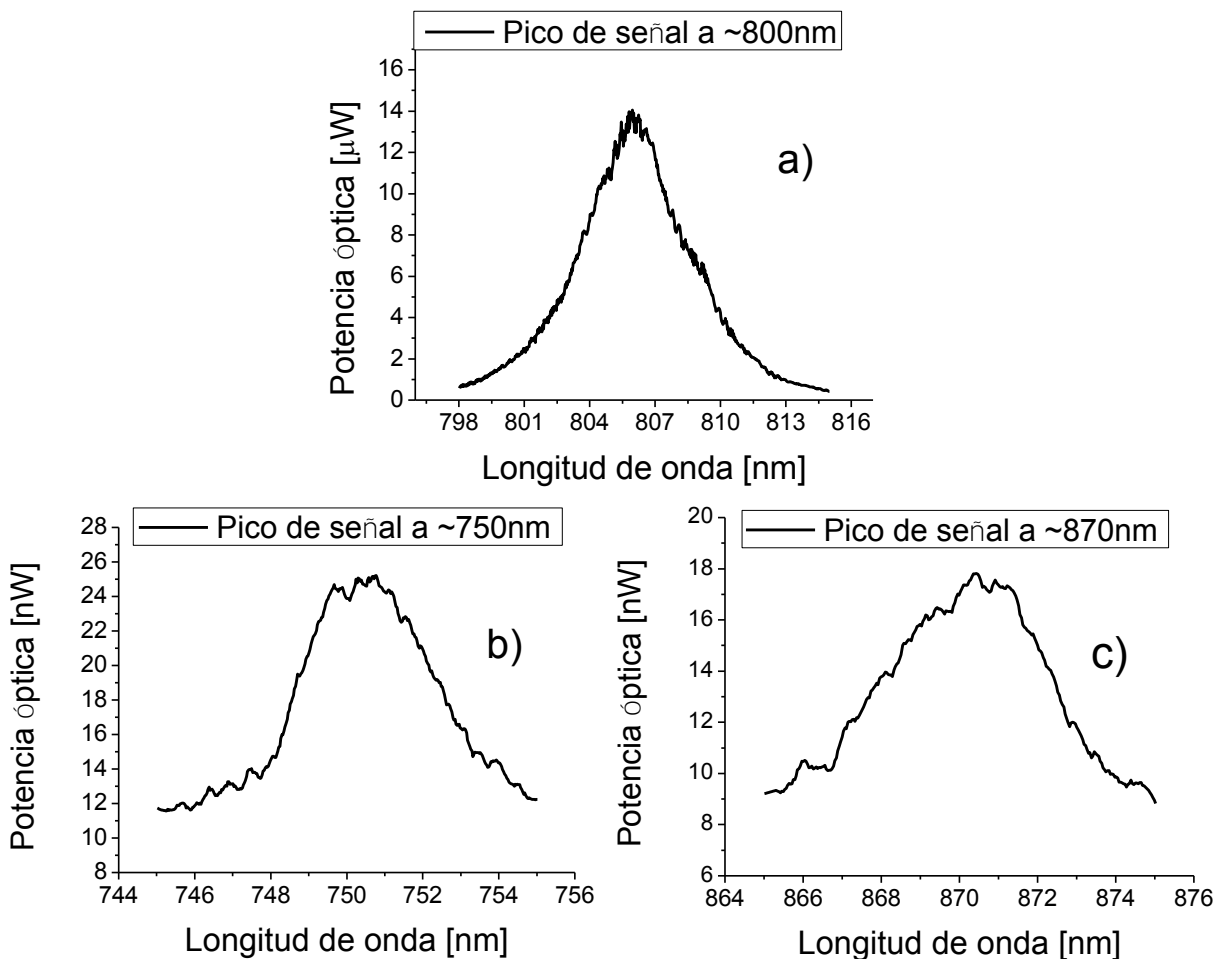


Figura 3.13 Espectros de picos de emisión: a) $\lambda \sim 800\text{nm}$, b) $\lambda \sim 750\text{nm}$ y c) $\lambda \sim 870\text{nm}$.

El segundo sistema experimental consistió en el montaje de una fibra dopada de Tm^{3+} :ZBLAN con una concentración nominal de 4500 ppm/wt con una longitud de ~ 30 cm en una configuración similar al primero. Adicionalmente, se acopló luz en sentido opuesto a la luz láser proveniente del diodo **HL6385DG** a una longitud de onda central de ~ 642 nm en el otro extremo de la fibra con ayuda de objetivos de microscopio de 10X, como se muestra en la **Figura 3.14**. Con este sistema experimental se pretendió realizar el esquema de bombeo de la **Figura 3.2b**.

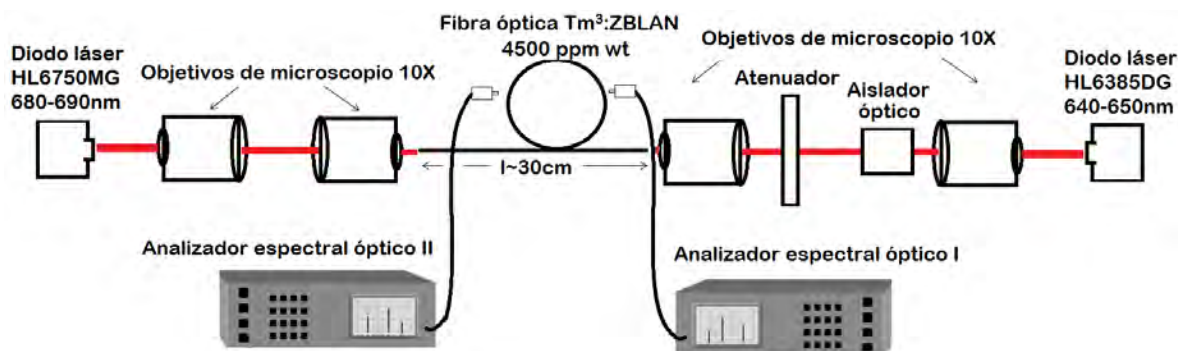


Figura 3.14 Esquema experimental para excitación con doble línea.

En este sistema experimental se utilizaron dispositivos ópticos para la protección del diodo láser y la fibra óptica, como lo son el aislador óptico y el atenuador, que se encuentran en el bombeo de alta potencia (hasta 150mW) del diodo **HL6385DG** el cual trabajaba a una potencia superior en relación con el diodo **HL6750MG** (50mW máximo), sin embargo se mantuvo la potencia del diodo **HL6750MG** a **48mW** con **687.8nm** y se reguló la potencia del diodo **HL6385DG** a **25mW** con el atenuador para longitudes de onda de 639.4 – 647.2 nm.

Además se utilizaron dos instrumentos de análisis espectral, esto debido a que el analizador utilizado en el esquema anterior detecta una señal muy débil de emisión lateral de la fibra y no es suficientemente clara para obtener su espectro. Los analizadores utilizados en este esquema fueron un AQ-6315A de ANDO® con un rango espectral de 350-1750nm, (solo se utilizó de 400-900nm) y un S200 de OceanOptics® en el que se utilizó un rango espectral del UV de los 200-400nm. Con estos dos analizadores fue posible estudiar el espectro de emisión de la fibra en el UV, visible e NIR para la emisión lateral, es decir la fluorescencia.

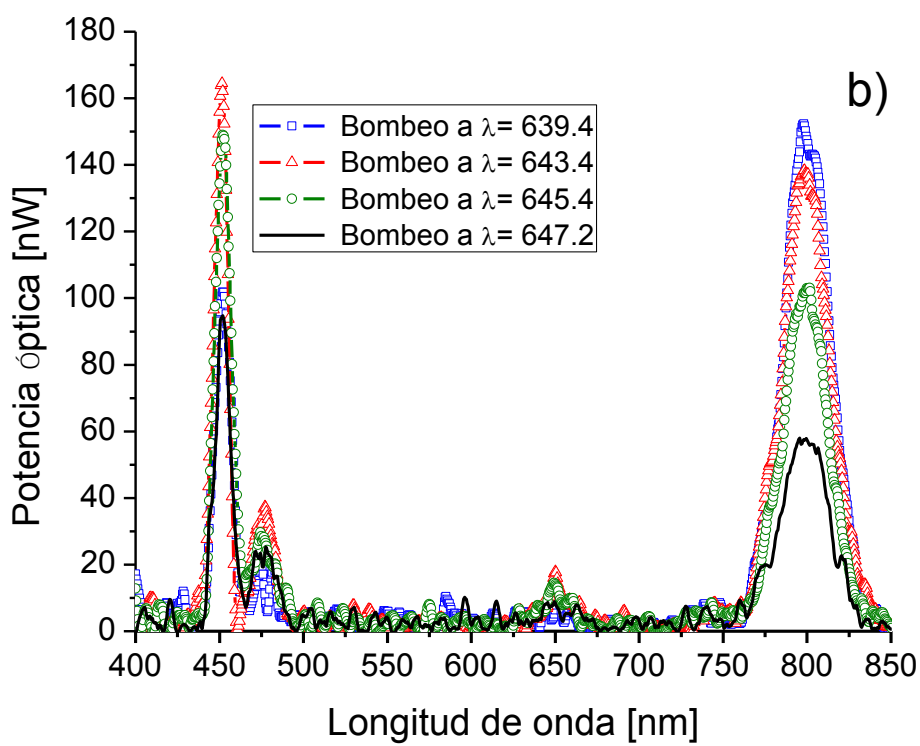
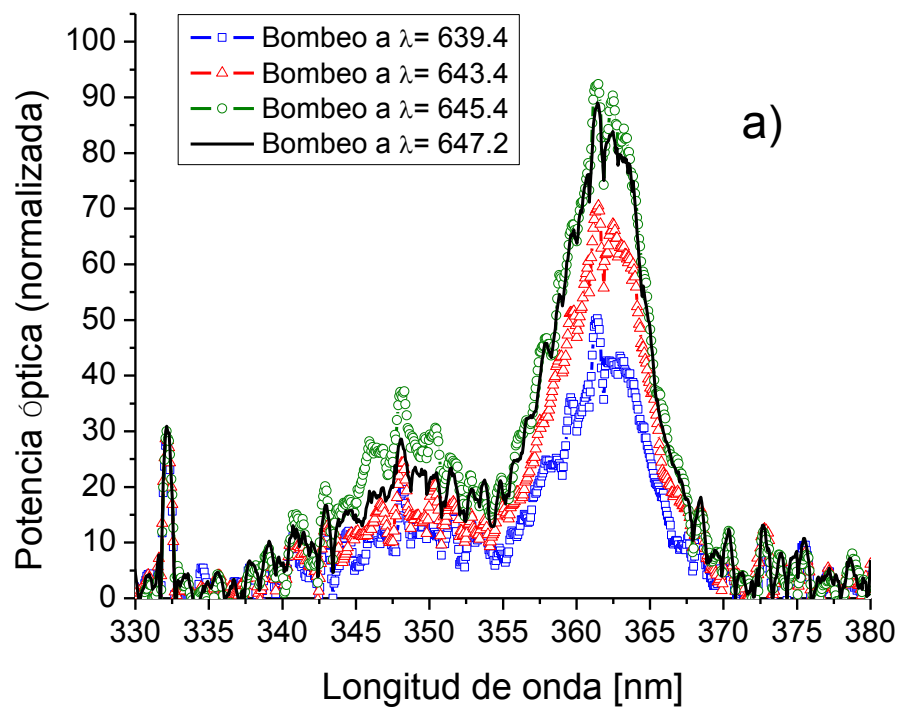


Figura 3.15 Emisión lateral (fluorescencia) para bombeo de doble línea (686.8nm (48 mW) y ~645nm (25mW)): a) Ultravioleta – violeta y b) Visible – IR.

Los espectros ópticos obtenidos se muestran en la **Figura 3.15**. En estos espectros es posible observar que se presentan picos de emisión en longitudes de onda de $\sim 330\text{nm}$ (transición desconocida), $\sim 350\text{nm}$ y $\sim 360\text{nm}$ ($^1D_2 \rightarrow ^3H_6$) en el UV (**Figura 3.15a**). También se observan picos en el visible (azul) a $\sim 450\text{nm}$ y $\sim 460\text{nm}$ ($^1D_2 \rightarrow ^3F_4$) además del pico a $\sim 650\text{nm}$ ($^1D_2 \rightarrow ^3H_4$); en la región IR es posible observar el pico a $\sim 800\text{nm}$ ($^3H_4 \rightarrow ^3H_6$) en la **Figura 3.15b**. Nótese que a diferencia con la emisión de salida del esquema I (**Figura 3.13a**), ésta muestra un ancho superior ($\sim 30\text{nm}$) comparado con $\sim 4\text{nm}$ (**Figura 3.16**). Esto nos permite confirmar que el pico de la **Figura 3.13a** es un ASE.

Con base en el diagrama de niveles de la **Figura 3.2b**, se observa que a 450nm y 360nm comparten el mismo nivel energético (1D_2). Entonces, cuando se aplican los bombeos a 686.8nm y $\sim 645\text{nm}$, la banda a 805nm dispone de toda la población en 3H_4 cuando no se aplica la longitud de onda adecuada en $\sim 645\text{nm}$ (**Figura 3.15b, ver curva a cuadros**). Sin embargo al excitar a 647.2nm , ocurre absorción de estado excitado (ESA) $^3H_4 \rightarrow ^1D_2$. Debido a la baja población en 3H_4 , el pico a 805nm disminuye (**Figura 3.15b ver curvas a triángulos, círculos y línea**). En consecuencia las emisiones a 360 y 450nm aumentan como se ve claramente en la **Figura 3.15a**.

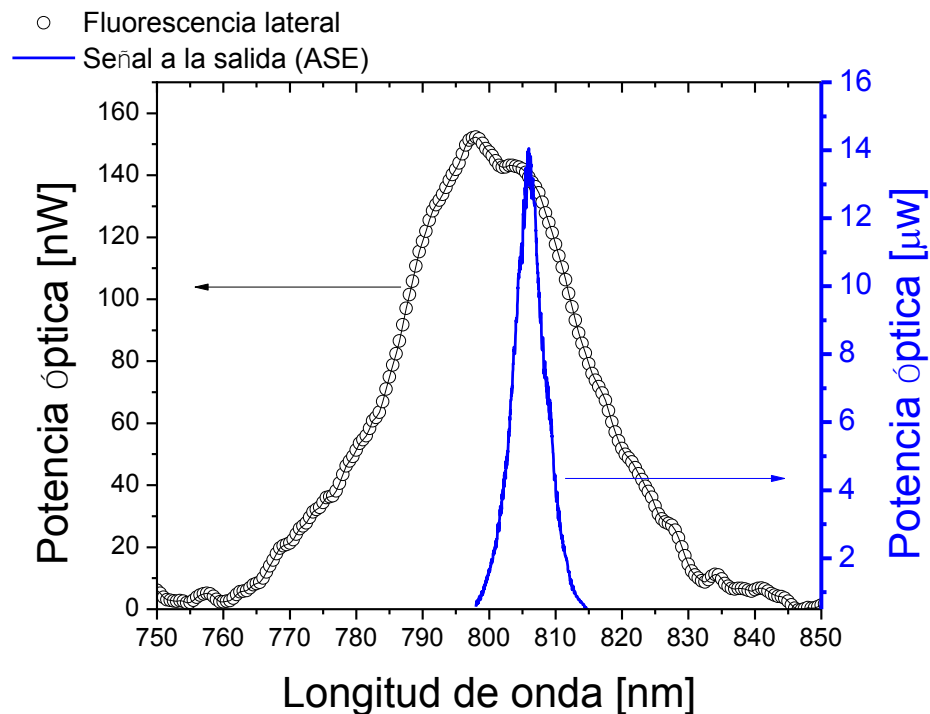


Figura 3.16 Espectro de fluorescencia alrededor de 800nm .

Al igual que en el sistema anterior la metodología utilizada consistió en la variación de la longitud de onda en función de la corriente y/o temperatura, esta variación fue entre las longitudes de onda de 639.4 - 647.2nm, dicha variación fue de intervalos de 0.1nm, esto con el fin de obtener un espectro de emisión con la mayor eficiencia posible. La longitud de onda óptima para la excitación del sistema fue a **645.4nm** con una potencia de **25mW**.

La **Figura 3.17** muestra las potencias pico como función de la longitud de onda del segundo haz de bombeo. Las dos curvas que mejor representan el comportamiento se muestran en la figura **3.17b**. En éstas cuando un valor es máximo para cierta longitud de onda, el otro es mínimo; esto es, son recíprocos. Aunque 450nm está asociada a 360nm, el comportamiento es diferente (aunque en general coincide). Algunos errores o falta de consideraciones (junto con un mal procesado de datos) puede ser la causa.

Entonces, también proponemos este esquema de bombeo para un láser de fibra a 360 o 450nm. Asimismo con la ventaja de ser muy corto y con ausencia total del problema de “photodarkening”, además de que opera a temperatura ambiente. Queda a futuro la implementación de las cavidades láser.

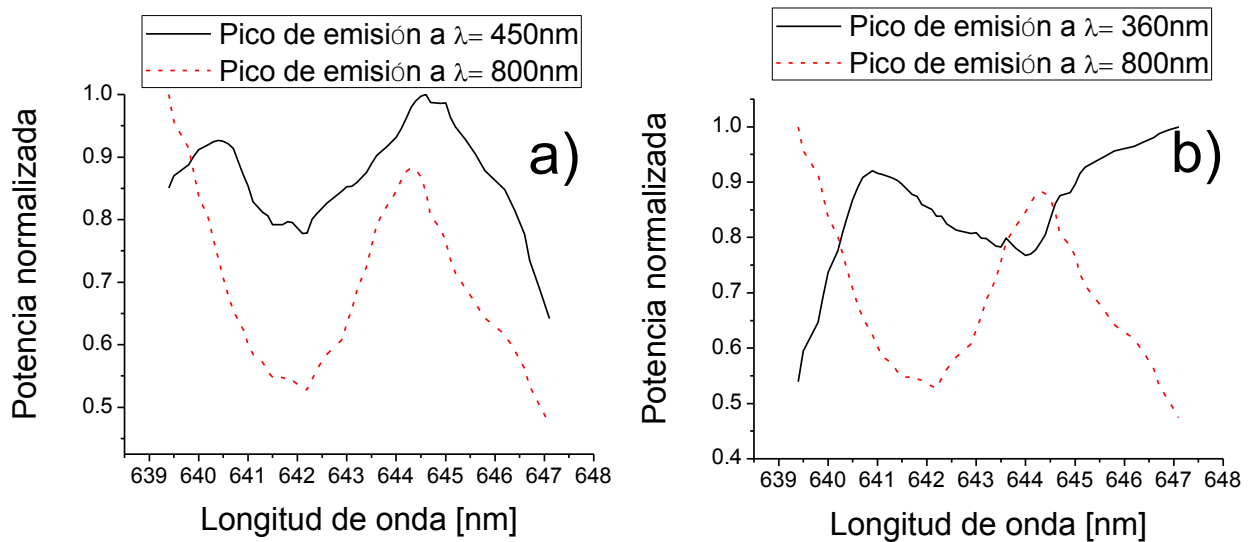


Figura 3.17 Comportamiento en función de la longitud de onda de bombeo de emisión de los picos: a) 450nm y 800nm, b) 360nm y 800nm.

Por último, se realizó el tercer esquema experimental, en el que se utilizó la misma fibra óptica que en el anterior, pero en lugar de bombear un extremo de la fibra con una longitud de onda de 647.2nm, ésta se bombeó con un láser sintonizable de Ti-Zafiro que proporcionaba una longitud de onda de **740-770nm** y una potencia regulada de **30mW** como señal de absorción de un segundo fotón, como se muestra en la **Figura 3.18**.

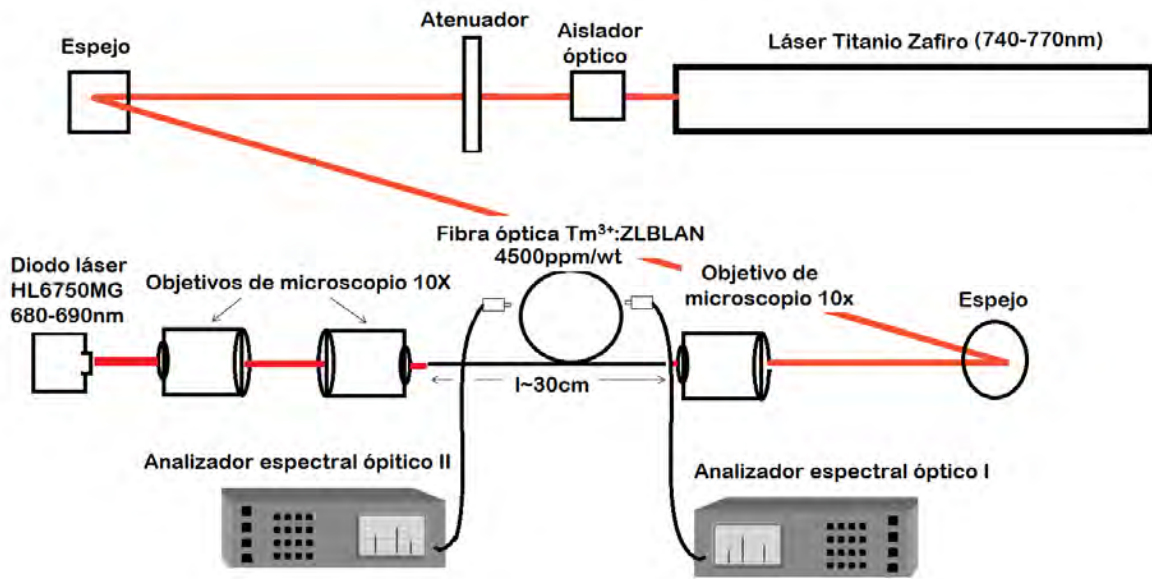


Figura 3.18 Esquema experimental III.

La metodología utilizada consistió en la sintonización de la longitud de onda del láser de estado sólido de 740-770 nm con junto con la variación de la longitud de onda del diodo láser entre los 680- 690nm. Sin embargo, en ninguna de las combinaciones anteriores se logró la excitación de este sistema óptimamente, es decir, no tan fuerte o siquiera comparable con el bombeo de 686.8nm + 647.2nm. Posiblemente esto se debió al tiempo de vida tan pequeño del nivel 3F_3 , que se vacía rápidamente por decaimiento multifotón hacia 3H_4 . Esta baja eficiencia del fenómeno de *upconversion* nos permite concluir que definitivamente se requieren de tiempos de vida intermedios grandes para que se presente este fenómeno. Debido a lo anterior no pudo ser posible adquirir ninguno de los espectros de emisión lateral en los analizadores. Entonces este esquema de bombeo no es viable para oscilación láser en 360 o 450nm. Sólo se observó a ojo la débil fluorescencia violeta.

3.5 Estimación de longitud óptima de fibra para cavidades láser para los sistemas experimentales

Una vez determinadas las longitudes de onda de bombeo para el sistema bajo estudio, es posible calcular la longitud óptima de la fibra para ciertas potencias de bombeo disponibles y juegos de espejos de cavidad, esto es, para obtener el mínimo de pérdidas por reabsorción de la señal láser (fibra demasiado larga) o debido a causas de falta de ganancia en una fibra demasiado corta.

Para realizar el cálculo de la longitud óptima de la fibra se tomaron en consideración las ecuaciones del capítulo 2, en particular la **ecuación 2.58**. Esta ecuación toma en consideración las reflectividades de los espejos que conforman el sistema resonador láser, la potencia incidente y las absorciones involucradas.

Para la selección de la longitud óptima de la primera parte experimental, se consideró un sistema con el esquema de excitación de la **Figura 3.19**, en el cual se considera que el bombeo excita el nivel 3F_3 y decae al nivel inmediato inferior por medio de energías no radiativas o fonónicas; posteriormente en el nivel 3H_4 habrá energías radiativas (emisión de fotones) al transcurrir un tiempo de decaimiento radiativo de $\tau = 1.4\text{ms}$.

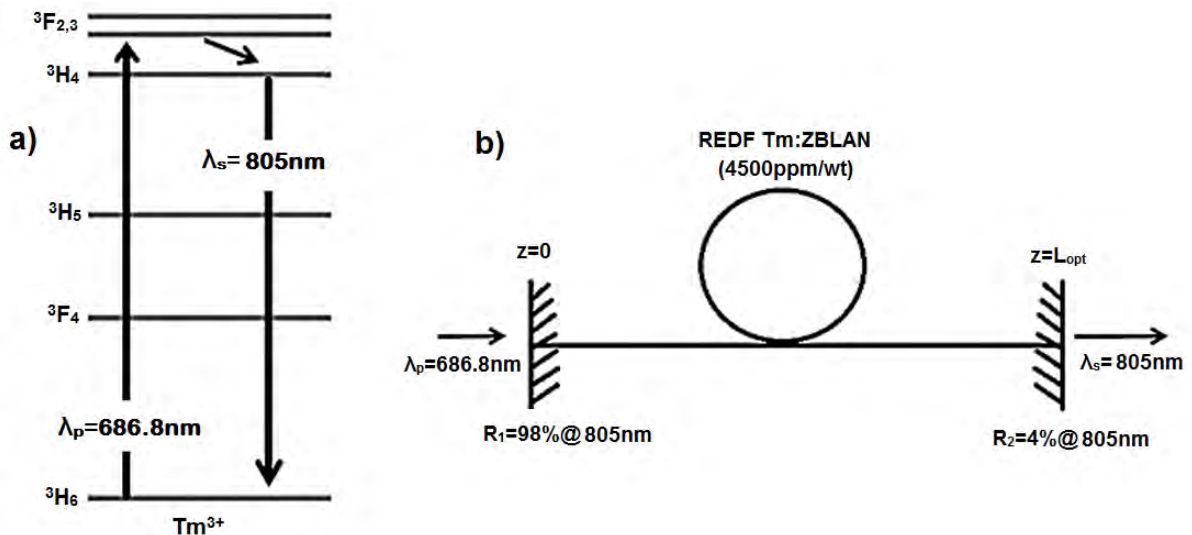


Figura 3.19 a) Sistema de bombeo de “2” niveles, b) esquema resonador de fibra láser seleccionado.

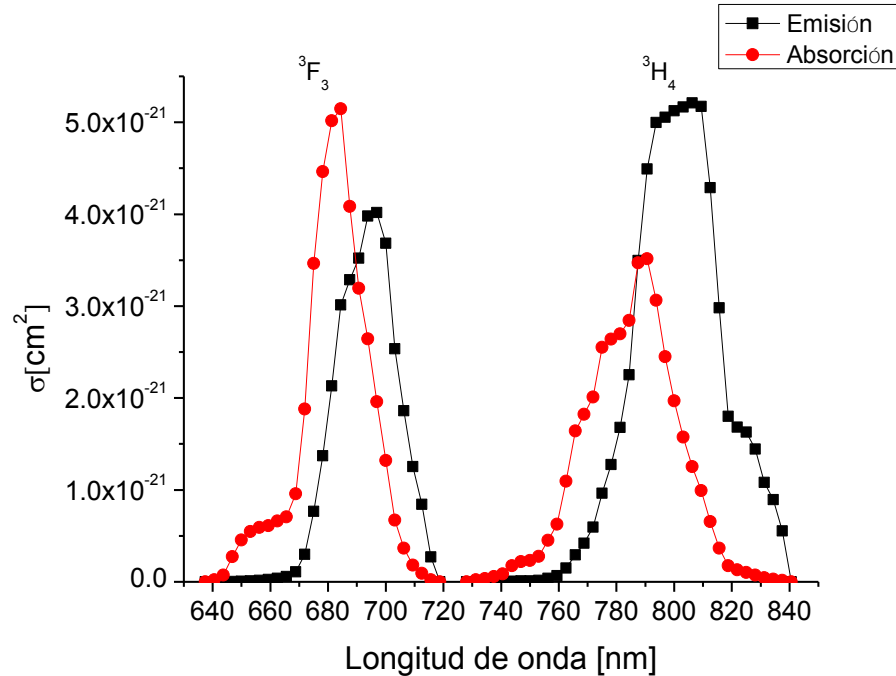


Figura 3.20 Secciones transversales óptimas de absorción y emisión de los niveles de energía 3F_3 y 3H_4 .

Para comenzar con el cálculo de la longitud óptima de fibra, se consideraron las longitudes de onda de bombeo y emisión óptimas para el sistema con los niveles de energía 3F_3 y 3H_4 , obtenidas en la sección anterior (**Figura 3.20**).

Primeramente se excitará el pico 3F_3 en la longitud de onda de absorción en su pico máximo a $\lambda_{abs}=686.8nm$, la longitud de onda de emisión a $\lambda_{ems}=700nm$ no está involucrada en el proceso, así que el espectro de emisión de esta transición no se toma en cuenta porque el tiempo de vida es casi nulo, entonces no existe emisión estimulada en esta transición. Además este nivel es dominado por decaimiento fonónico, por lo tanto el decaimiento radiativo es nulo. En consecuencia esta transición sólo representa absorción.

Por el contrario el nivel 3H_4 es metaestable y de naturaleza altamente radiativa; entonces tiene espectros tanto de absorción como de emisión. Para este caso, la señal de emisión es aquella en la que la diferencia entre la sección transversal de emisión y absorción (de la misma transición) es máxima. Esta longitud de onda es 809.4nm. De esta manera aseguramos una mínima reabsorción de señal láser cuando el sistema opera. Los cálculos se realizaron en el programa Matlab® que se lista en el **Apéndice B**.

Los resultados para este sistema con una concentración de 7.1×10^{19} [iones/cm³], $\alpha(\lambda_p)=0.3316$ [cm⁻¹], $\alpha(\lambda_s)=0.1399$ [cm⁻¹], $\sigma_{abs}(\lambda_p)=4.66 \times 10^{-21}$ [cm²], $\sigma_{ems}(\lambda_p)=3.49 \times 10^{-21}$ [cm²], $\sigma_{abs}(\lambda_s)=1.9 \times 10^{-21}$ [cm²], $\sigma_{ems}(\lambda_s)=1.02 \times 10^{-20}$ [cm²], tiempo de vida de $\tau=1.4$ [ms], Potencia de saturación de $P_{sat}=2.2$ [mW] y un área de fibra trasversal de $a=4.9 \times 10^{-12}$ [m²] y con reflectividades en los espejos de $R_1=98\%$ y $R_2=4\%$, se muestran en la **Figura 3.21**. En el caso de un acoplamiento de la señal del diodo láser del 50%, la potencia acoplada tendrá un valor de 25mW y por lo tanto, de acuerdo a los cálculos realizados, se recomienda una longitud de ~17cm.

Longitud óptima para un sistema de 3 niveles con $R_1=98\%$, $R_2=4\%$ $\lambda_p=686.8$ y $\lambda_s=809.4$ nm

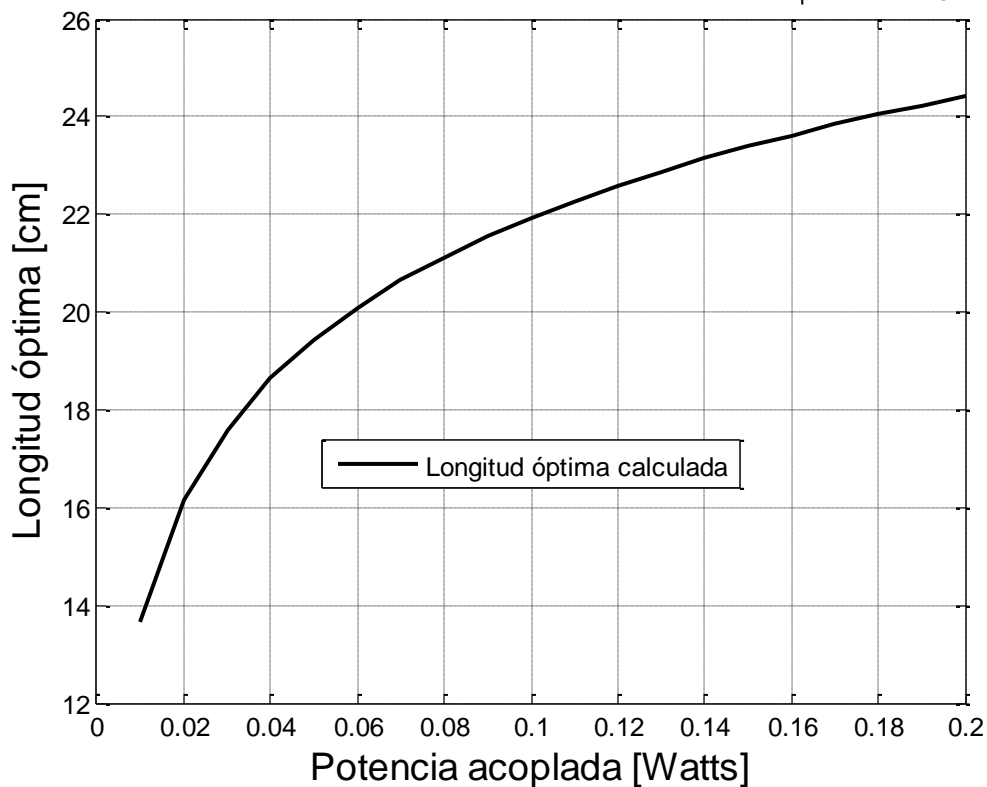


Figura 3.21 Longitud de fibra óptima para un sistema de 3 niveles, para los picos 3F_3 y 3H_4 .

Para la segunda parte experimental, se consideró un sistema con el siguiente esquema de excitación, mostrado en la **Figura 3.22**, en el cual se considera que el bombeo excita el nivel 3F_3 a una $\lambda_{p1}=686.8$ nm, éste decaerá al nivel 3H_4 por medio de energías no radiativas; posteriormente se excitará este nivel con una $\lambda_{p2}=645.2$ nm. Con este sistema, como se demostró en la sección anterior, es posible la obtención de la emisión en Ultravioleta de 360nm.

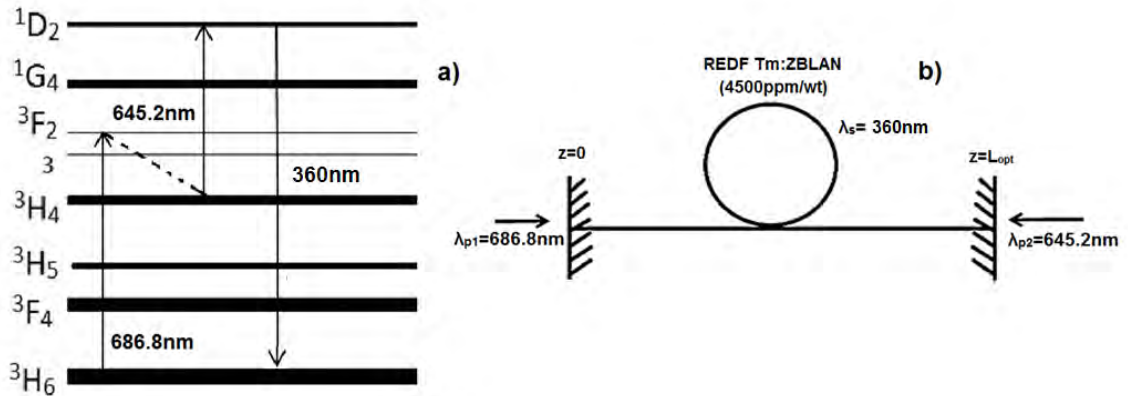


Figura 3.22 a) Esquema energético, b) esquema resonador de fibra láser bajo dos bombeos.

Este esquema de energías se puede modelar como un sistema de dos niveles, esto para simplificar las ecuaciones al obtener la longitud de fibra óptima del sistema resonador láser. Éste se muestra en la **Figura 3.23**.

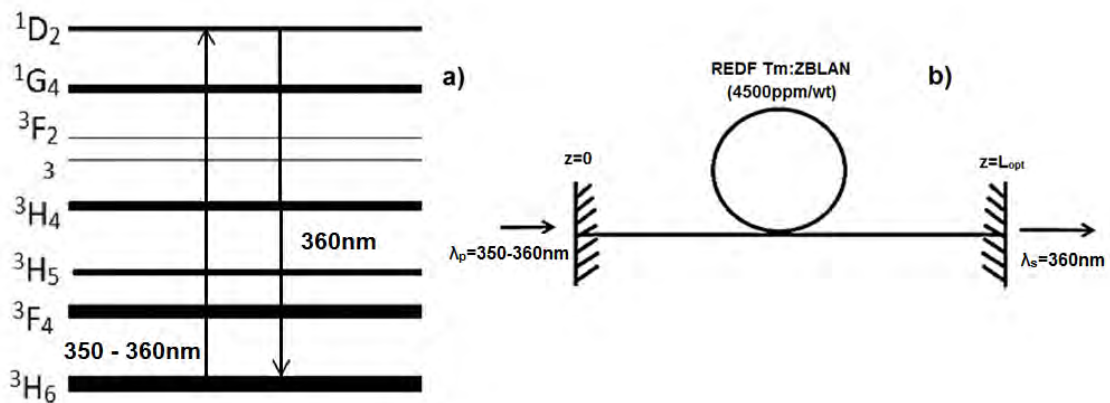


Figura 3.23 a) Esquema energético alternativo, b) esquema resonador análogo.

En el sistema análogo, se bombea desde el estado base 3H_6 hasta el estado excitado 1D_2 , el cual emite a una longitud de onda pico de 362.5nm. Para esto se modelará los espectros de absorción $\alpha(\lambda_i)$ y las secciones transversales de emisión y absorción ($\sigma_{ems}(\lambda_i)$ y $\sigma_{abs}(\lambda_i)$) del estado 1D_2 (**Figura 3.24**), para así obtener teóricamente la longitud de la cavidad láser para el sistema experimental II, a partir del GSA del Tm^{3+} :ZBLAN, de la **Figura 3.1**.

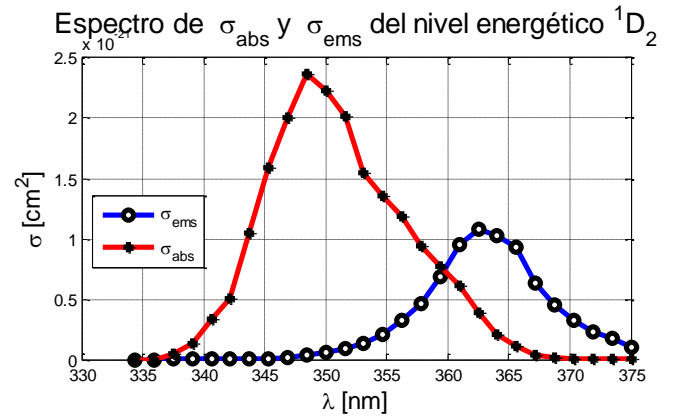
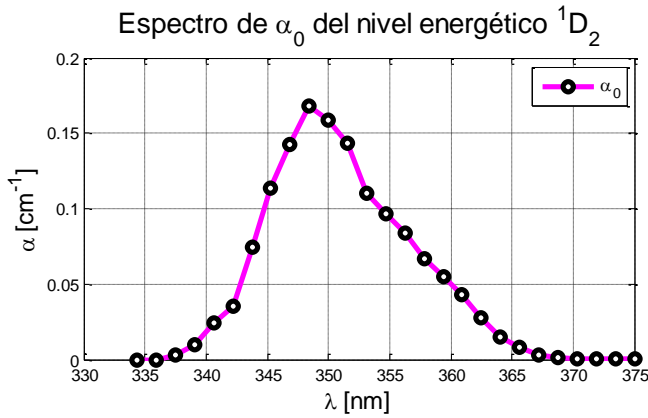


Figura 3.24 Espectros de absorción y emisión para el nivel energético 1D_2 .

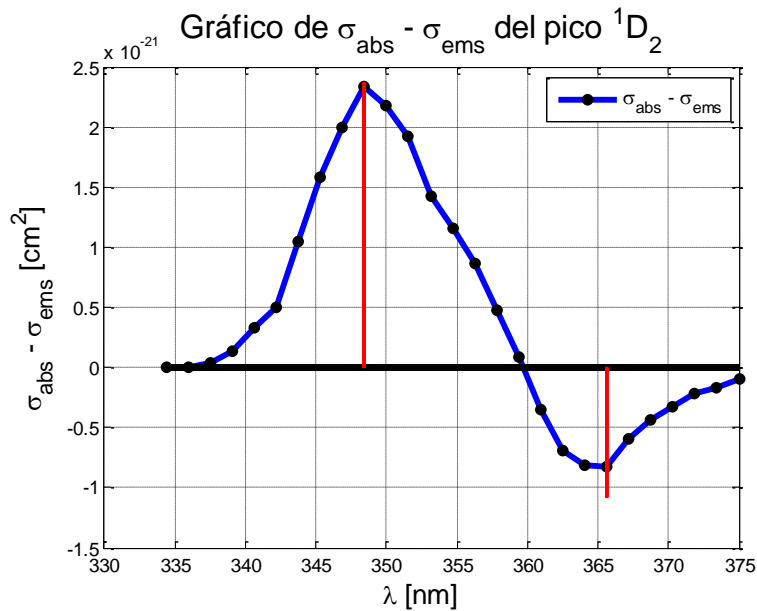


Figura 3.25 Valores óptimos de longitud de onda encontrados de $\sigma_{abs}(\lambda_i) - \sigma_{ems}(\lambda_i)$.

En los espectros de las secciones transversales, es posible observar que existen los picos máximos de absorción en $\sim 348.4 \text{ nm}$ y de emisión $\sim 365.6 \text{ nm}$ (Figura 3.25). Se modelará la longitud de fibra máxima para estas longitudes de onda de bombeo y emisión.

Otro caso observado es que la sección transversal de absorción va aumentando en comparación con la sección transversal de emisión conforme la longitud de onda disminuye.

Los resultados para este sistema con una concentración de 7.1×10^{19} [iones/cm³], $\alpha(\lambda_p)=0.1684$ [cm⁻¹], $\alpha(\lambda_s)=0.0435$ [cm⁻¹], $\sigma_{abs}(\lambda_p)=2.36 \times 10^{-21}$ [cm²], $\sigma_{ems}(\lambda_p)=3.15 \times 10^{-23}$ [cm²], $\sigma_{abs}(\lambda_s)=6.12 \times 10^{-22}$ [cm²], $\sigma_{ems}(\lambda_s)=1.7 \times 10^{-21}$ [cm²], $\tau=140$ [μ s], $P_{sat}=84.14$ [mW], $a=4.9 \times 10^{-12}$ [m²] y con R1=98% y R2=4% se muestran en la **Figura 3.26**. Si se obtuviera una potencia de salida del diodo láser de 150mW y se acoplara el 50%, entonces la longitud de fibra óptima para este sistema análogo sería de ~20cm.

Longitud óptima en un sistema de 2 niveles con R1=98%, R2=4% $\lambda_p=348.27$ y $\lambda_s=365.62$ nm

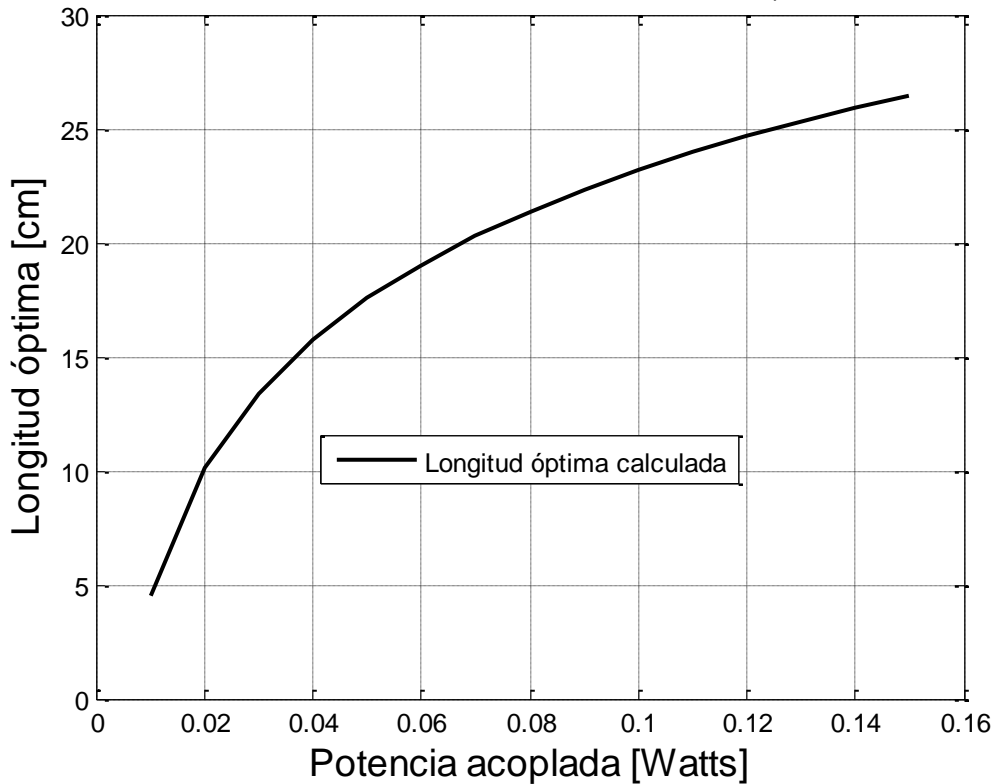


Figura 3.26 Longitud de fibra óptima para un sistema de 2 niveles para el pico ¹D₂.

No se realizó dicho análisis para el sistema experimental III, ya que en este no pudo ser posible identificar las longitudes de onda de emisión óptimas.

Conclusiones y discusiones

Se realizó la caracterización de diodos láser en la región visible para la posible aplicación de bombeo en fibras ópticas dopadas, los cuales ofrecían un comportamiento lineal en función de la Potencia vs. Longitud de onda, lo cual es muy útil en la predicción de su comportamiento para corrientes que no fueron utilizadas. Además se investigaron diversos sistemas de excitación para una fibra de fluorozirconato dopada con iones trivalentes de tulio (Tm^{3+} : ZBLAN) a una concentración nominal de 4500ppm/wt, en la cual se probó que excitando los niveles energéticos 3F_3 y 3F_2 , es posible la obtención de señal a ~ 807 nm con muy alta eficiencia ya que se observa la gran absorción de la señal en el bombeo, además con la ayuda de un co-bombeo en la región visible a 645nm específicamente rojo, se puede excitar un sistema de conversión a más alta energía (*upconversion*) para emitir en longitudes de onda de la región ultravioleta (350 y 360nm) y visible (450nm). Este último esquema tiene un gran potencial debido a su alta gama de emisiones con intensidades considerables. No obstante, no se logró caracterizar el espectro de fluorescencia al co -bombear con una longitud de onda de 740-770nm, sin embargo se observó en la fibra un tipo de fluorescencia, la cual competía con la longitud de onda de emisión a 800nm al bombear a 686.8nm. Esto se observa debido a que el nivel 3F_3 presenta un tiempo de vida sumamente pequeño.

Además de estos sistemas amplificadores, se estudió las posibles longitudes de fibra adecuadas para sistemas resonadores láser con emisiones a estas longitudes de onda con ayuda del fenómeno de *upconversion*; las cuales prometen ser de un valor muy pequeño, lo que significa que si se lograra la construcción de estos láseres, sus aplicaciones serían de gran utilidad en diversos campos como el área médica, en la industria de almacenamiento de datos y el grabado de información.

Para un trabajo a futuro sería fructífero la construcción de dichos sistemas láseres y la caracterización de las longitudes de fibra en función de la potencia de salida de la señal láser, realizar la comparación con el estudio teórico y justificar las discrepancias. Esto para la mejora de la teoría y agregar parámetros aún no considerados.

Apéndice A

Programa de Matlab para calcular el espectro de sección transversal de emisión y absorción para el nivel energético 3F_3 de GSA y los valores de la longitud de onda más eficientes para un sistema de fibra láser de Tm^{3+} :ZBLAN a una concentración de 4500ppm/wt

```
%Programa para calcular el espectro de cross section de emisión y
absorción
%del pico 3F3 de GSA de Tm:ZBLAN.
lambda=[637.5:3.125:718.75];%Vector de longitud de onda en nm
alfadB=[0,.15,.5,1.875,3.125,3.75,4.06,4.2,4.55,4.85,6.56,12.9,23.75,30.6
,34.4,35.3,28,21.9,18.125,13.43,9.06,4.6,2.5,1.25,0.625,0.25,0.1];%Atenua
cion en unidades de dB/km/ppm
ppm=4500;%Concentración en ppm/wt
alfp=alfadB.*ppm;%Conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfapDB=alfp.*1e-5;%Atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitanciap=10.^-(alfapDB./10);%Obtención de la transmitancia
logarítmica
ap=-log(transmitanciap);%Obtención de la atenuación del bombeo lineal en
cm^-1
%Gráfico de la absorción vs. lambda
subplot(2,2,1)
w=plot(lambda,ap,'m.-');
w1=title('Espectro de \alpha_0 del nivel energético ^3F_3');
set(w1,'fontsize',16);
set(w1,'color','k');
w2=xlabel('\lambda [nm]');
set(w2,'fontsize',14);
set(w2,'color','k');
w3=ylabel('\alpha [cm^-1]');
set(w3,'fontsize',14);
set(w3,'color','k');
legend('\alpha_0');
set(w,'linewidth',3);
set(w,'marker','o');
set(w,'markersize',6);
set(w,'markerfacecolor','w');
set(w,'markeredgecolor','k');
grid on;
%Fin del gráfico
conc=7.1063e19;%Concentración en unidades de átomos/cm^3
sigmaabs=ap./conc;%Sección transversal del bombeo en unidades de cm^2
h=6.626e-34;%Constante de Planck en unidades de Js
T=300;%Temperatura absoluta en unidades de K
k=1.38e-23;%Constante de Boltzmann en unidades de J/K
c=2.99e8;%Velocidad de la luz unidades de m/s
energiap=14500;%Energía para el nivel 3F3 en unidades de cm^-1 obtenida
de artículo de Carnall
lamda0=(1e-2/energiap);%Conversión de energía a longitud de onda l0 para
la potencia en m
sigmaaems=sigmaabs.*exp(((h.*c)./(k.*T)).*((1./lamda0)-(1./(lambda.*1e-
9))));%Cálculo de la sección transversal de emisión para el bombeo en
cm^2
```

```

%Gráfico de comparación de los crosssections de emisión y de absorción
subplot(2,2,4)
n=plot(lambda,sigmaaems,'bo-',lambda,sigmaaabs,'r*-');
legend('\sigma_e_m_s','\sigma_a_b_s');
set(n,'linewidth',3);
set(n,'markersize',6);
set(n,'markerfacecolor','w');
set(n,'markeredgecolor','k');
n1=title('Espectro de \sigma_a_b_s y \sigma_e_m_s del nivel energético
^3F_3');
set(n1,'fontsize',16);
set(n1,'color','k');
n2=xlabel('\lambda [nm]');
set(n2,'fontsize',14);
set(n2,'color','k');
n3=ylabel('\sigma [cm^2]');
set(n3,'fontsize',14);
set(n3,'color','k');
grid on
%Fin del gráfico
resta=sigmaaabs-sigmaaems;%Diferencia de crosssections
valmax=max(resta);%Valor numérico del valor máximo
valmin=min(resta);%Valor numérico del valor mínimo
maximo=find(resta==valmax);%Posición del valor máximo
minimo=find(resta==valmin);%Posición del valor mínimo
lamdamax=lambda(maximo);%Longitud de onda del valor máximo
lamdamin=lambda(minimo);%Longitud de onda del valor mínimo
%Gráfico de las diferencias de crosssections vs. lambda
figure;
u=plot(lambda,resta,'bo-');
set(u,'markersize',4);
set(u,'markerfacecolor','k');
set(u,'markeredgecolor','k');
legend('\sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s');
grid on
set(u,'linewidth',3);
u1=title('Gráfico de \sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s del pico ^3F_3');
set(u1,'fontsize',16);
set(u1,'color','k');
u2=xlabel('\lambda [nm]');
set(u2,'fontsize',14);
set(u2,'color','k');
u3=ylabel('\sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s [cm^2]');
set(u3,'fontsize',14);
set(u3,'color','k');
hold on
%Gráfico de línea en el eje 0
y=plot(lambda,zeros(27),'k');
set(y,'linewidth',3);
%Gráfico de la posición de sigma de absorción máxima
m=plot(lamdamax*ones(27),sigmaaabs,'r-');
%Gráfico de la posición de sigma de absorción mínima
q=plot(lamdamin*ones(27),-sigmaaems,'r-');
set(q,'linewidth',2);
set(m,'linewidth',2);
%Fin del gráfico

```


Programa de Matlab para calcular el espectro de sección transversal de emisión y absorción para el nivel energético 3H_4 de GSA y los valores de la longitud de onda más eficientes para un sistema de fibra láser de Tm^{3+} :ZBLAN a una concentración de 4500ppm/wt.

```
%Programa para calcular el espectro de cross section de emisión y
absorción
%del pico 3H4 de GSA de Tm:ZBLAN.
lambda=[728.1:3.1:853];%Longitudes de onda en nm
alfadB=[0,.15,.25,.4,.6,1.2,1.5,1.6,1.9,3.1,4.3,7.5,11.25,12.5,13.8,17.5,
18.1,18.5,19.5,23.8,24.1,21,16.8,13.5,10.8,8.6,6.8,4.5,3,2.12,1.4,.83,.58
,.435,.315,.18,.1,.05,.03,.02,.01];%Atenuación en unidades de dB/km/ppm
ppm=4500;%Concentración en ppm/wt
alfp=alfadB.*ppm;%Conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfapDB=alfp.*1e-5;%Atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitanciap=10.^(alfapDB./10);%Obtención de la transmitancia
logaritmica
ap=-log(transmitanciap);%Obtención de la atenuación del bombeo lineal en
cm^-1
%Gráfico de la absorción vs. lambda
subplot(2,2,1)
w=plot(lambda,ap,'m.-');
set(w,'linewidth',3);
set(w,'marker','o');
set(w,'markersize',6);
set(w,'markerfacecolor','w');
set(w,'markeredgecolor','k');
w1=title('Espectro de \alpha_0 del nivel energético ^3H_4');
set(w1,'fontsize',16);
set(w1,'color','k');
w2=xlabel('\lambda [nm]');
set(w2,'fontsize',14);
set(w2,'color','k');
w3=ylabel('\alpha [cm^-1]');
set(w3,'fontsize',14);
set(w3,'color','k');
legend('\alpha_0');
grid on;
%Fin del gráfico
conc=7.1063e19;%Concentración en unidades de átomos/cm^3
sigmaabs=ap./conc;%Sección transversal del bombeo en unidades de cm^2
h=6.626e-34;%Constante de Planck en unidades de Js
T=300;%Temperatura absoluta en unidades de K
k=1.38e-23;%Constante de Boltzmann en unidades de J/K
c=2.99e8;%Velocidad de la luz unidades de m/s
energiap=12700;%Energía para el nivel 3H4 en unidades de cm^-1
lamda0=(1e-2/energiap);%Conversión de energía a longitud de onda 10 para
la potencia en m
sigmaaems=sigmaabs.*exp(((h.*c)./(k.*T)).*((1./lamda0)-(1./(lambda.*1e-
9)))));%Cálculo de la sección transversal de emisión para el bombeo en
cm^2
%Gráfico de comparación de los crosssections de emisión y de absorción
subplot(2,2,2)
n=plot(lambda,sigmaaems,'bo-',lambda,sigmaabs,'r*-');
legend('\sigma_e_m_s','\sigma_a_b_s');
```

```

set(n, 'linewidth', 3);
set(n, 'markersize', 6);
set(n, 'markerfacecolor', 'w');
set(n, 'markeredgecolor', 'k');
n1=title('Espectro de \sigma_a_b_s y \sigma_e_m_s del nivel energético
^3H_4');
set(n1, 'fontsize', 16);
set(n1, 'color', 'k');
n2=xlabel('\lambda [nm]');
set(n2, 'fontsize', 14);
set(n2, 'color', 'k');
n3=ylabel('\sigma [cm^2]');
set(n3, 'fontsize', 14);
set(n3, 'color', 'k');
grid on;
%Fin del gráfico
resta=sigmaabs-sigmaems;%Diferencia de crosssections
valmax=max(resta);%Valor numérico del valor máximo
valmin=min(resta);%Valor numérico del valor mínimo
maximo=find(resta==valmax);%Posición del valor máximo
minimo=find(resta==valmin);%Posicion del valor mínimo
lamdamax=lambda(maximo);%Longitud de onda del valor máximo
lamdamin=lambda(minimo);%Longitud de onda del valor mínimo
%Gráfico de las diferencias de crosssections vs. lambda
figure;
u=plot(lambda, resta, 'bo-');
set(u, 'markersize', 4);
set(u, 'markerfacecolor', 'k');
set(u, 'markeredgecolor', 'k');
legend('\sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s');
grid on
set(u, 'linewidth', 3);
u1=title('Gráfico de \sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s del pico ^3H_4');
set(u1, 'fontsize', 16);
set(u1, 'color', 'k');
u2=xlabel('\lambda [nm]');
set(u2, 'fontsize', 14);
set(u2, 'color', 'k');
u3=ylabel('\sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s [cm^2]');
set(u3, 'fontsize', 14);
set(u3, 'color', 'k');
hold on
%Gráfico de línea en el eje 0
y=plot(lambda, zeros(41), 'k');
set(y, 'linewidth', 3);
%Gráfico de la posición de sigma de absorción máxima
m=plot(lamdamax*ones(41), sigmaabs, 'r-');
%Gráfico de la posición de sigma de absorcion mínima
q=plot(lamdamin*ones(41), -sigmaems, 'r-');
set(q, 'linewidth', 2);
set(m, 'linewidth', 2);
%Fin del gráfico

```

Programa de Matlab para calcular el espectro de sección transversal de emisión y absorción para el nivel energético 1D_2 de GSA y los valores de la longitud de onda más eficientes para un sistema de fibra láser de Tm^{3+} :ZBLAN a una concentración de 4500ppm/wt.

```
%Programa para calcular el espectro de cross section de emisión y
absorción
%del pico 1D2 de GSA de Tm:ZBLAN.
lambda=[334.375:1.5625:375];%Vector de la longitud de onda en nm
alfadB=[0,0,.3,.94,2.3,3.43,7.18,10.93,13.75,16.25,15.31,13.8,10.62,9.32,
8.12,6.44,5.31,4.18,2.65,1.43,.74,.29,.12,.05,.02,.009,.003];%Atenuación
en unidades de dB/km/ppm
ppm=4500;%Concentración en ppm/wt
alfp=alfadB.*ppm;%Conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfapDB=alfp.*1e-5;%Atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitanciap=10.^(alfapDB./10);%Obtención de la transmitancia
logarítmica
ap=-log(transmitanciap);%Obtención de la atenuación del bombeo lineal en
cm^-1
%Gráfico de la absorción vs. lambda
subplot(2,2,1)
w=plot(lambda,ap,'m.-');
set(w,'linewidth',3);
set(w,'marker','o');
set(w,'markersize',6);
set(w,'markerfacecolor','w');
set(w,'markeredgecolor','k');
w1=title('Espectro de \alpha_0 del nivel energético ^1D_2');
set(w1,'fontsize',16);
set(w1,'color','k');
w2=xlabel('\lambda [nm]');
set(w2,'fontsize',14);
set(w2,'color','k');
w3=ylabel('\alpha [cm^-^1]');
set(w3,'fontsize',14);
set(w3,'color','k');
legend('\alpha_0');
grid on;
%Fin del gráfico
conc=7.1063e19;%Concentración en unidades de átomos/cm^3
sigmaabs=ap./conc;%Sección transversal del bombeo en unidades de cm^2
h=6.626e-34;%Constante de Planck en unidades de Js
T=300;%Temperatura absoluta en unidades de K
k=1.38e-23;%Constante de Boltzmann en unidades de J/K
c=2.99e8;%Velocidad de la luz unidades de m/s
energiap=27800;%Energía para el nivel 1D2 en unidades de cm^-1 obtenida
de artículo de Carnall
lamda0=(1e-2/energiap);%Conversión de energía a longitud de onda 10 para
la potencia en m
sigmaaems=sigmaabs.*exp(((h.*c)./(k.*T)).*((1./lamda0)-(1./(lambda.*1e-
9)))));%Cálculo de la sección transversal de emisión para el bombeo en
cm^2
%Gráfico de comparación de los crosssections de emisión y de absorción
subplot(2,2,4)
n=plot(lambda,sigmaaems,'bo-',lambda,sigmaabs,'r*-');
```

```

legend('\sigma_e_m_s', '\sigma_a_b_s', 'location', 'best');
set(n, 'linewidth', 3);
set(n, 'markersize', 6);
set(n, 'markerfacecolor', 'w');
set(n, 'markeredgecolor', 'k');
n1=title('Espectro de \sigma_a_b_s y \sigma_e_m_s del nivel energético
^1D_2');
set(n1, 'fontsize', 16);
set(n1, 'color', 'k');
n2=xlabel('\lambda [nm]');
set(n2, 'fontsize', 14);
set(n2, 'color', 'k');
n3=ylabel('\sigma [cm^2]');
set(n3, 'fontsize', 14);
set(n3, 'color', 'k');
grid on;
%Fin del gráfico
resta=sigmaabs-sigmaems;%Diferencia de crosssections
valmax=max(resta);%Valor numérico del valor máximo
valmin=min(resta);%Valor numérico del valor mínimo
maximo=find(resta==valmax);%Posición del valor máximo
minimo=find(resta==valmin);%Posición del valor mínimo
lamdamax=lambda(maximo);%Longitud de onda del valor máximo
lamdamin=lambda(minimo);%Longitud de onda del valor mínimo
%Gráfico de las diferencias de crosssections vs. lambda
figure;
u=plot(lambda, resta, 'bo-');
set(u, 'markersize', 4);
set(u, 'markerfacecolor', 'k');
set(u, 'markeredgecolor', 'k');
legend('\sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s');
grid on
set(u, 'linewidth', 3);
u1=title('Gráfico de \sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s del pico ^1D_2');
set(u1, 'fontsize', 16);
set(u1, 'color', 'k');
u2=xlabel('\lambda [nm]');
set(u2, 'fontsize', 14);
set(u2, 'color', 'k');
u3=ylabel('\sigma_a_b_s - \sigma_e_m_s [cm^2]');
set(u3, 'fontsize', 14);
set(u3, 'color', 'k');
hold on
%Gráfico de línea en el eje 0
y=plot(lambda, zeros(27), 'k');
set(y, 'linewidth', 3);
%Gráfico de la posición de sigma de absorción máxima
m=plot(lamdamax*ones(27), sigmaabs, 'r-');
%Gráfico de la posición de sigma de absorción mínima
q=plot(lamdamin*ones(27), -sigmaems, 'r-');
set(q, 'linewidth', 2);
set(m, 'linewidth', 2);
%Fin del gráfico

```

Apéndice B

Programa para la obtención de la longitud óptima para un sistema de tres niveles adaptado en un sistema de dos, en una fibra de Tm³⁺: ZBLAN (4500ppmwt), bombeada a una longitud de onda de 686.8nm (excitación del nivel ³F₃) y con longitud de onda de emisión de 800 nm (emisión desde el nivel ³H₄)

```
%Programa para la obtención de la longitud óptima para un sistema de
tres, en una fibra de Tm3+:ZBLAN (4500ppmwt), bombeada a una longitud de
%onda de 686.8nm (excitación del nivel 3F3) co-bombeada a 645.2nm
(emisión desde el nivel 3H4)
%y con longitud de onda de emisión de 450nm.(emisión desde el nivel 1D2)
h=6.626e-34;%constante de Planck en unidades de Js
T=300;%Temperatura absoluta en unidades de K
k=1.38e-23;%Constante de Boltzmann en unidades de J/K
c=2.99e8;%Velocidad de la luz unidades de m/s
conc=7.1063e19;%concentración en unidades de átomos/cm^3
ppm=4500;%concentración de la fibra en unidades de ppm/wt
alfap=32;%atenuación en unidades de dB/km/ppm en el pico 3F3 en la
longitud de onda de 686.8nm
alfp=alfap*ppm;%conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfapDB=alfp*1e-5;%atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitanciap=10^-(alfapDB/10);%obtención de la transmitancia
logarítmica
ap=-log(transmitanciap);%obtención de la atenuación del bombeo lineal en
cm^-1
alfas=13.5;%atenuación en unidades de dB/km/ppm pico 3F3 en la longitud
de onda de 686.8nm
alfs=alfas*ppm;%conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfasDB=alfs*1e-5;%atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitancias=10^-(alfasDB/10);%obtención de la transmitancia
logarítmica
as=-log(transmitancias);%obtención de la atenuación de la señal lineal en
cm^-1
sigmaap=ap/conc;%sección transversal del bombeo en unidades de cm^2
sigmaas=as/conc;%sección transversal de la señal en unidades de cm^2
energiap=14500;%energía para el nivel 3F3 en unidades de cm^-1
lamda0p=(1e-2/energiap);%conversión de energía a longitud de onda lo para
la potencia en m
lamdap=686.8e-9;%longitud de onda del bombeo en m
sigmaep=sigmaap*exp(((h*c)/(k*T))*((1/lamda0p)-(1/lamdap)));%Calculo de
la sección transversal de emisión para el bombeo en cm^2
sigmep=sigmaep*1e-200;%en este sistema de tres niveles esta cross section
no participa
energias=12700;%energía para el nivel 3H4 en unidades de cm^2
lamda0s=(1e-2/energias);%conversión de energía a longitud de onda lo para
la potencia en m
lamdas=809.4e-9;%longitud de onda de la señal en m
sigmaes=sigmaas*exp(((h*c)/(k*T))*((1/lamda0s)-(1/lamdass)));%Calculo de
la sección transversal de emisión para la señal en cm^-1
etas=sigmaes/sigmaas;%razón de las secciones transversales de la emisión
y absorción para la señal adimensional
etap=sigmep/sigmaap;%razón de las secciones transversales de la emisión y
absorción para el bombeo adimensional
```

```

up=(etas-etap)/(1+etas);%definimos u prima adimensional
u=(etas-etap)/(1+etap);% definimos u adimensional
w0=1.25e-6;%radio del núcleo de la fibra en m
a=pi*w0^2;%área de la sección transversal de la fibra en m^2
t=1.4e-3;%tiempo de vida media del estado excitado en s
vp=c/lamdap;%frecuencia del bombeo en s^-1
r1=.98;%reflectividad para la señal en el espejo 1
r2=.04;%reflectividad para la señal en el espejo 2
pot=200e-3;%potencia de emisión del diodo laser en Watts
sigmaabs=sigmaap*1e-4;%convertir sigma de absorción del bombeo en m^2
sigmaems=sigmaep*1e-4;%convertir sigma de emisión del bombeo en m^2
psatp=h*vp*a/(sigmaabs*t);%potencia de saturación en Watts
pacoplada=.5*pot;%potencia acoplada
q0=pacoplada/psatp;%potencia normalizada adimensional
p=(as.*(1.-u.*q0+log(u.*q0))-
ap.*log(sqrt(r1.*r2)))/(up.*ap.*log(sqrt(r1.*r2))); %definición de p
lopt=(log(u.*q0).(1.+p)+q0-1./u)/(ap.*(up.*p+1));%cálculo de la
longitud optima en cm
potsalida=pacoplada*exp(-ap*lopt);%potencia a la salida
razon=potsalida/psatp;%razon de la potencia de salida del bombeo entre la
potencia de saturación del bombeo
paco=0.01:.01:pot;%vector de la potencia acoplada
p=(as.*(1.-u.*(paco./psatp)+log(u.*(paco./psatp)))-
ap.*log(sqrt(r1.*r2)))/(up.*ap.*log(sqrt(r1.*r2))); %definición de p
lop=(log(u.*(paco./psatp)).*(1.+p)+(paco./psatp)-
1./u)/(ap.*(up.*p+1));%calculo de la longitud optima en cm vectorizado
w=plot(paco,lop,'k');%grafico de la longitud optima con respecto a la
optimización de la señal
set(w,'linewidth',2);
legend('Longitud óptima calculada','location','Best');
w1=title('Longitud óptima para un sistema de 3 niveles con R1=98%, R2=4%
\lambda_p=686.8 y \lambda_s=809.4nm');
set(w1,'fontsize',10);
set(w1,'color','k');
w2=xlabel('Potencia acoplada [Watts]');
set(w2,'fontsize',14);
set(w2,'color','k');
w3=ylabel('Longitud óptima [cm]');
set(w3,'fontsize',14);
set(w3,'color','k');
grid on;

```

Programa para la obtención de la longitud óptima para un sistema de dos niveles, en una fibra de Tm^{3+} : ZBLAN (4500ppmwt), bombeada a una longitud de onda de 348.4nm (excitación del nivel 1D_2) y con longitud de onda de emisión de 365nm

```
%Programa para la obtención de la longitud óptima para un sistema de dos
%niveles de una fibra de Tm3+:ZBLAN (4500ppmwt), bombeada a una longitud
de
%onda de 348.4nm (excitación del nivel 3F3) y con longitud de onda de
emisión
%aproximada de 362.5nm.
conc=7.1063e19;%concentración en unidades de átomos/cm^3
ppm=4500;%concentración de la fibra en unidades de ppm/wt
alfap=16.25;%atenuación en unidades de dB/km/ppm en la longitud de onda
del bombeo del pico 1D2
alfp=alfap*ppm;%conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfapDB=alfp*1e-5;%atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitanciap=10^-(alfapDB/10);%obtención de la transmitancia
logarítmica
ap=-log(transmitanciap);%obtención de la atenuación del bombeo lineal en
cm^-1
alfas=2.65;%atenuación en unidades de dB/km/ppm en la longitud de onda de
la señal del pico 1D2
alfs=alfas*ppm;%conversión de la atenuación en unidades de dB/km
alfasDB=alfs*1e-5;%atenuación del bombeo en unidades de dB/cm
transmitancias=10^-(alfasDB/10);%obtención de la transmitancia
logarítmica
as=-log(transmitancias);%obtención de la atenuación de la señal lineal
sigmaap=ap/conc;%sección transversal del bombeo en unidades de cm^2
sigmaas=as/conc;%sección transversal de la señal en unidades de cm^2
h=6.626e-34;%constante de Planck en unidades de Js
T=300;%Temperatura absoluta en unidades de K
k=1.38e-23;%Constante de Boltzmann en unidades de J/K
c=2.99e8;%Velocidad de la luz unidades de m/s
energiap=27800;%energía para el nivel 1D2 en unidades de cm^-1
lamda0p=(1e-2/energiap);%conversión de energía a longitud de onda lo para
la potencia en m
lamdap=348.4e-9;%longitud de onda del bombeo en m
sigmaep=sigmaap*exp((h*c)/(k*T)*((1/lamda0p)-(1/lamdap)));%Calculo de la
sección transversal de emisión para el bombeo en cm^-1
lamda0s=lamda0p;%longitud de onda lo para un sistema de dos niveles (son
iguales lop=los)
lamdas=362.5e-9;%longitud de onda de la señal en m
sigmaes=sigmaas*exp((h*c)/(k*T)*((1/lamda0s)-(1/lamdass)));%Calculo de la
sección transversal de emisión para la señal en cm^-1
etas=sigmaes/sigmaas;%razon de las secciones transversales de la emisión
y absorción para la señal adimensional
etap=sigmaep/sigmaap;%razon de las secciones transversales de la emisión
y absorción para el bombeo adimensional
up=(etas-etap)/(1+etas);%definimos u prima adimensional
u=(etas-etap)/(1+etap);% definimos u adimensional
w0=1.25e-6;%radio del núcleo de la fibra en m
a=pi*w0^2;%área de la sección transversal de la fibra en m^2
t=20e-6;%tiempo de vida media del estado excitado en s
vp=c/lamdap;%frecuencia del bombeo en s^-1
```

```

r1=.98;%reflectividad para la señal en el espejo 1
r2=.04;%reflectividad para la señal en el espejo 2
pot=150e-3;%potencia de emisión del diodo laser en Watts
sigmaabs=sigmaap*1e-4;%convertir sigma de absorción del bombeo en m^2
sigmaems=sigmaep*1e-4;%convertir sigma de emisión del bombeo en m^2
psatp=h*vp*a/(sigmaabs*t);%potencia de saturación en Watts
pacoplada=.5*pot;%potencia acoplada
q0=pacoplada/psatp;%potencia normalizada adimensional
p=(as.*(1.-u.*q0+log(u.*q0))-
ap.*log(sqrt(r1.*r2)))./(up.*ap.*log(sqrt(r1.*r2))); %definición de p
lopt=(log(u.*q0).*(1.+p)+q0-1./u)./(ap.*(up.*p+1));%cálculo de la
longitud optima en cm
potsalida=pacoplada*exp(-ap*lopt);%potencia a la salida
razon=potsalida/psatp; %razon de la potencia de salida del bombeo entre
la potencia de saturación del bombeo
paco=0.01:.01:pot;%vector de la potencia acoplada
p=(as.*(1.-u.*(paco./psatp)+log(u.*(paco./psatp)))-
ap.*log(sqrt(r1.*r2)))./(up.*ap.*log(sqrt(r1.*r2))); %definición de p
lop=(log(u.*(paco./psatp)).*(1.+p)+(paco./psatp)-
1./u)./(ap.*(up.*p+1));%calculo de la longitud optima en cm
w=plot(paco,lop,'k');%grafico de la longitud optima con respecto a la
optimización de la señal
set(w,'linewidth',2);
legend('Longitud óptima calculada','location','Best');
w1=title('Longitud óptima en un sistema de 2 niveles con R1=98%, R2=4%
\lambda_p=348.27 y \lambda_s=362.5nm');
set(w1,'fontsize',10);
set(w1,'color','k');
w2=xlabel('Potencia acoplada [Watts]');
set(w2,'fontsize',14);
set(w2,'color','k');
w3=ylabel('Longitud óptima [cm]');
set(w3,'fontsize',14);
set(w3,'color','k');
grid on;

```


Bibliografía

- [1] Mejía- Beltrán E., “*Selected topics on Optical Fiber Technology, Chapter 1: Rare-Earth Doped Optical Fibers*”, Dr. Moh Yasin. Ed. InTech, 2012.
- [2] Becker, P.C., Olsson, N.A., Simpson, J.R., “*Erbium-Doped Fiber Amplifiers Fundamentals and Technology*”. Ed. Academic Press. USA. 1999.
- [3] Digonnet, M.J., “*Rare-Earth-Doped-Fiber Lasers and Amplifiers*”. Ed. Board, 2d edition, 2001.
- [4] Pauling, L., “*General Chemistry*”, Ed. Dover, 1st edition, New York, USA. 1988.
- [5] De la Peña, L. “*Introducción a la Mecánica Cuántica*”, Ed. Fondo de Cultura Económica, UNAM, México. 2006.
- [6] Talavera- Velázquez, D., “*Láseres basados en fibras dopadas con Tm^{+3} y Ho^{+3} para emisión en azul e infrarrojo*”, Tesis doctoral, Centro de Investigaciones en Óptica. 2006.
- [7] Weber, Martin J., “*Handbook of optical Materials*”, Ed. CRS Press, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, Berkeley, California. 1932.
- [8] Hewak, D., “*Properties, processing and Applications of Glass and Rare Earth-Doped Glasses for Optical Fibers*”. Ed. INSPEC, Optoelectronics Research Centre, University of Southampton, UK. 1998.
- [9] Saad, M. & Tassé, J.S., “*Fluoride glasses draw fiber into the mid-infrared*”. Ed. IR Photonics. QC, Canada. 2007.
- [10] Desurvire, E., “*Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Principles and Applications*”. Ed. Wiley-Interscience Publication. 1994.
- [11] Shimoda, K., “*Introduction to Laser Physics*”. Ed. Springer-Verlag. Second Edition, Germany. 1986.
- [12] France, P.W., “*Optical Fibre Lasers & Amplifiers*”. Ed. Blackie. London. 1991
- [13] Huailiang Xu, Zhankui Jiang, “*Optical properties of Tm^{3+} -doped Fluorozirconate glass*”, Physics Letters A 299, pp. 85–88, 2002.
- [14] Sanz J., Cases R., and Alcalá R., “*Optical properties of Tm^{3+} in Fluorozirconate glass*”. J. Non-Crystalline Solids 93, pp. 377-386, 1987.

[15] Aboites, V., “*Láseres, una introducción*”. Ed. Centro de Investigaciones en Óptica. México. 1991.

[16] Paschotta, R., “*Encyclopedia for Photonics and Laser Technology*”. Ed. Wiley. Berlin, Germany. 2008.

[17] Senior, John M., “*Optical fiber communications*”. Ed. Prentice-Hall. London. 1985.

[18] Agrawal, G. P., “*Fiber-Optic Communications Systems*”, Ed. John Wiley & Sons, Inc. Third Edition. 2002.

[19] Thayagarajan, K. & Ghatak A.K., “*Lasers, theory and applications*”. Ed. Plenum. New Delhi, India. 1981.

[20] Mejía B., E., Zenteno, L. A., Gavrilovic, P., Goyal, A., “*High-efficiency lasing at 810 nm in single-mode Tm^{3+} doped Fluorozirconate fiber pumped at 778 nm*” .Opt. Eng. 37(10), 2699-2702, 1998.

[21] Carnall W. T., Fields P. R., Rajnak K., “*Electronic energy levels in the trivalent lanthanide aquo ions*”, J. Chem. Phys., 49, 10, pp. 4424-4442, 1968.

[22] Mejía E.B., “*Ultraviolet emission in Tm^{3+} -doped fluoride fiber pumped with two infrared wavelengths*”, J.Appl. Phys.,100, 11, paper 113110, 2006.

[23] Weist T.E., Hinkel, D.S., Whitcomb, K., “*Blue emitting fiber laser*”, RL-TR-97-197, Air Force Research laboratory, Rome, New York. USA. 1998.

[24] McCumber, D.E., “*Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra*”, Phys. Rev. 136 (4A), A954 (1964)

[25] Allain, J. Y., M. Monerie, H. Poignant., “*Tunable cw lasing around 0.82, 1.48, 1.88 and 2.35 μm in thulium-doped fluorozirconate fibre*”. Electron. Lett. 25:1660–1662, 1989.

[26] LeFlohic M.P.,Allain J.Y., Stephan G.M., Maze G., “*Room-temperature continuous-wave upconversion laser at 455 nm in a Tm^{3+} fluorozirconate fiber* “. Opt. Lett. 19:1982–1984, 1994.