



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

OPTIMIZACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE
UN LÁSER DE CAVIDAD EXTERNA EN
CONFIGURACIÓN CAT-EYE CON EMISIÓN
EN 780 NM.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

ALEGRIA MEZA DIEGO

TUTOR

DR. FERNANDO RAMÍREZ MARTÍNEZ



CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX., 2020



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

1. Datos del alumno

Alegria

Meza

Diego

55 29 66 59 93

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

311237685

2. Datos del tutor

Dr.

Fernando

Ramírez

Martínez

3. Datos del sinodal 1

Dra.

Martha

Rosete

Aguilar

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Victor Manuel

Velázquez

Aguilar

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Daniel

Sahagún

Sánchez

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Jesús

Flores

Mijangos

7. Datos del trabajo escrito

Optimización y caracterización de un láser de cavidad externa en configuración
cat-eye con emisión en 780 nm

77 p

2020

Para Licha, con todo el carino del mundo.

Agradecimientos

A mis padres, Moi y Oli, quienes me han apoyado en todo lo que se me ha ocurrido y para lo cual no tengo manera de agradecer. A mis hermanos, por hacer de mis días y de mi vida algo en extremo divertido. Con especial cariño a mis abuelitas, Bitá y Licha, por su enorme e incondicional cariño. A mis amigos de toda la carrera, Dai, Jaime y Jonatan (Ordenados alfabéticamente) quienes hicieron mi paso por la facultad una de las mejores experiencias de mi vida. Con mucho cariño para Noh, por todos sus consejos y esa constante motivación que me transmite para seguir persiguiendo mis sueños. Al Dr. Fernando Ramírez, por todo su tiempo, paciencia, enseñanzas y consejos que fueron parte fundamental en la consolidación de esta tesis. A todos en el laboratorio, Lina, Lalo, Saeed, Gersain, Dai, Gris, Erick, Luis, Roberto y sobre todo al Dr. Jesús, quienes de una u otra forma me apoyaron en la realización de este trabajo. Y por supuesto a Tamara, a quien no tengo palabras para agradecer todo el cariño y apoyo que me ha dado en todo este tiempo.

Agradezco a CONACYT por el apoyo brindado a través de los proyectos FORDECYT 297126, “Desarrollo de Sensores Interferométricos Atómicos Basados en Tecnologías Cuánticas” y “CONSOLIDACIÓN DEL LABORATORIO NACIONAL DE MATERIA CUÁNTICA: MATERIA ULTRAFRÍA E INFORMACIÓN CUÁNTICA (LANMAC)” No. 299057 y a DGAPA, UNAM por su apoyo mediante el proyecto PAPIIT IN114719, “Interferometría con materia fría”.

Índice general

Agradecimientos	III
Prólogo	XI
1. Principios básicos de gravimetría.	1
1.1. ¿Qué es y para que sirve la gravimetría?	1
1.2. Funcionamiento de un gravímetro cuántico.	2
2. El átomo de rubidio.	6
2.1. Estructura fina e hiperfina	6
2.2. Reglas de selección.	8
3. Líneas espectrales.	10
3.1. Ensanchamiento natural.	10
3.2. Perfil Lorentziano del espectro.	12
3.3. Relación entre el tiempo de vida media y el ancho natural del espectro.	13
3.4. Ensanchamiento Doppler.	14
4. Introducción a los sistemas láser.	18
4.1. Conceptos básicos de un láser.	18
4.1.1. Medio activo, interacción de los átomos con la luz.	19
4.1.2. Energía de bombeo y la inversión de población.	24
4.1.3. Resonador óptico	24
4.2. Láser de semiconductor.	26

5. Láseres de cavidad externa.	28
5.1. Configuración Litrow.	29
5.2. Configuración Cat-eye.	32
5.2.1. Retrorreflector Cat-eye.	33
5.2.2. Filtros dieléctricos.	36
6. Diseño y componentes de la cavidad externa del láser.	40
6.1. Control de temperatura.	40
6.2. Diodo láser y tubo de colimación.	41
6.3. Filtro dieléctrico.	42
6.4. Cat-eye.	42
6.5. Piezoeléctrico	43
7. Optimización y caracterización del sistema láser.	45
7.1. Caracterización de las distintas configuraciones.	46
7.1.1. Corriente contra potencia en modo libre.	46
7.1.2. Corriente contra longitud de onda modo libre.	48
7.1.3. Corriente contra potencia con cavidad externa.	51
7.1.4. Regiones de sintonía.	53
7.1.5. Capacidad de sintonía	54
7.2. Comparativa entre los sistemas de control.	55
7.2.1. Monitoreo de la emisión del diodo 2 usando un Fabry-Perot,	57
7.2.2. Ancho de banda.	57
7.2.3. Perfil del haz.	60
8. Espectroscopia de absorción simple.	62
8.0.1. Montaje experimental para espectroscopía de absorción.	62
8.0.2. Espectros de absorción simple.	62
9. Conclusiones	65
Apéndice	67

ÍNDICE GENERAL

VI

Bibliografía

72

Índice de figuras

1.1. En la izquierda se muestran la interacción de los pulsos Raman con la nube de átomos y el efecto que genera cada uno de ellos en los átomos. Por su parte en el lado derecho se observan los componentes y las secuencias de detección usuales en un gravímetro cuántico.	4
2.1. Estructura hiperfina de la transición D_2 para el átomo de rubidio 87.[27]	9
3.1. Ilustración de un perfil de línea donde se indican las <i>alas</i> y el ancho a media altura (FWHM)[2]	11
3.2. Relación entre el principio de incertidumbre asociado a los niveles de energía y el ensanchamiento natural de una transición. [2]	14
3.3. Comparativa entre un perfil Gaussiano y un Lorentziano.	16
3.4. Perfil Voigt de átomos con diferentes componentes de velocidades v_{zi} y frecuencia central de absorción $\omega_i = \omega_0(1 + v_{zi}/c)$	17
4.1. Esquema simplificado de un láser. [14]	19
4.2. Diagrama de niveles de energía para átomos y sólidos.[15]	20
4.3. Diferentes procesos de interacción de la luz con la materia (a) absorción resonante, (b)emisión espontánea, (c) emisión estimulada.[4]	21
4.4. Diagrama de inversión de población en un sistema de tres niveles (superior) y cuatro niveles (inferior).	25
5.1. Diferencia de camino óptico sobre un par de haces incidiendo en una rejilla de difracción..	30

5.2. Rejilla de difracción diseñada para reflexión. 31

5.3. Se muestran las principales componentes de un láser de cavidad externa en configuración Littrow. Todas las distancias que juegan un papel relevante en el modo de emisión del láser son también exhibidas. Donde (L_D) es la longitud de la cavidad del diodo láser, (d_f) es la distancia de la parte frontal del diodo a la lente, (d_c) distancia de la lente a la rejilla y (L_{EXT}) es la distancia del diodo a la rejilla. 32

5.4. Láser de cavidad externa en configuración cat-eye. Se muestran las componentes fundamentales del sistema. Diodo láser (DI), tubo colimador y lente de colimación, (TC) y (LC) respectivamente, filtro de interferencia dieléctrico (FI), las lentes del sistema cat-eye (LC1) y (LC2), espejo (E) y piezoeléctrico (PZT) 33

5.5. Diferentes tipos de retrorreflectores Cat-eye. El caso (a) muestra el sistema lente-espejo, mientras que en el (b) se puede observar aquél constituido por un par de espejos. 34

5.6. (a)Trazado de rayos para un retrorreflector lente-espejo posicionado a una distancia arbitraria d. Rayos de entrada y salida cuando la separación entre la lente y el espejo es idéntica a la distancia focal de la lente (b). 35

5.7. Propagación de un haz a través de distintos materiales dieléctricos. 37

5.8. Reflectividad para distintos valores de n_2 como función del grosor de las capas para n_1 y n_3 fijos [10] 38

5.9. Contribución de cada una de las ganancias y funciones de transmisión para generar la emisión preferencial del sistema. Calculo realizado para $\lambda_D = 783nm$, rotado para $779.5nm$ ($\theta = 14.5^\circ$), $n = 3.5$, $L_D=0.25mm$, $L_{cavity}=30mm$, $r_1=0.85$, $r_2=0.15$ y $R_{cavidad}=1.0$. Donde λ_D es la emisión preferencial del diodo, n es el índice de refracción del semiconductor y r_1 y r_2 son los coeficientes de amplitud de reflexión de las facetas trasera y frontal del diodo. Para mayor detalle véase [21]. 39

6.1. Sistema de control de temperatura.	41
6.2. Filtro dieléctrico seleccionador de longitud de onda.	42
6.3. Ensamble completo del sistema.	43
6.4. Vista frontal del PZT pegado al espejo semireflejante.	44
7.1. Curvas de Corriente vs Potencia para los tres diodos usando el controlador LightWave.	47
7.2. Corriente vs Potencia de los tres diodos usando el controlador MOGlabs.	48
7.3. Corriente vs longitud de onda diodo 1 en modo libre para distintas temperaturas con MOGlabs (izquierda) y LW (Derecha).	49
7.4. Corriente vs longitud de onda diodo 2 en modo libre para distintas temperaturas con MOGlabs (izquierda) y LW (derecha).	50
7.5. Corriente vs Longitud de onda diodo 4 en modo libre con LW.	51
7.6. Corriente vs Potencia para el diodo 1 en modo libre (azul) y con cavidad externa (rojo) usando la consola de MOGlabs (izquierda) y LW (derecha).	52
7.7. Corriente vs Potencia para el diodo 2 en modo libre (azul) y con cavidad externa (rojo) usando la consola de MOGlabs (izquierda) y LW (derecha).	53
7.8. Corriente vs Potencia diodo 4 en modo libre y con cavidad externa.	54
7.9. Capacidad de sintonía de los diodos alimentados por la consola MOGlabs.	55
7.10. Comparativa de las curvas de Corriente vs Potencia usando MOGlabs (izquierda) y LightWave (derecha)	56
7.11. Señales obtenidas de un Fabry-Perot para las tres zonas de sintonía a diferentes temperaturas.	58
7.12. Trayectoria que sigue el haz antes de entrar a la cavidad Fabry-Pérot [FP], los espejos colocados previos al FP permiten la manipulación del camino que sigue el haz para lograr una buena alineación con el eje óptico de la cavidad.	59
7.13. Señal de FP con ajustes para estimar el ancho de banda del láser.	59

7.14. Esquema experimental del método de la navaja.	60
7.15. Datos obtenidos por el método de la navaja para determinar el tamaño del spot en su eje mayor (imagen superior) y eje menor (imagen inferior.)	61
8.1. Arreglo experimental para la espectroscopía de absorción simple. . . .	63
8.2. Espectro de absorción simple para una muestra de vapor atómico de ^{87}Rb y ^{85}Rb con calibración en frecuencia.	64
1. Banda de valencia y de conducción de un semiconductor a $T = 0\text{k}$. . .	69
2. Diagrama que distribución de energía de los electrones y huecos en las bandas de conducción y valencia [15]	70
3. (a) zona de deflexión en una homounion tipo p-n. (b) En ausencia de un voltaje aplicado los niveles de Fermi se mantienen constantes a través de la unión. (c) dirección en la que se aplica la corriente para generar un desdoblamiento en los niveles de Fermi tal como se muestra en (d) [15]	72
4. Doble Heterounion tipo n-p-p con materiales que poseen diferentes gaps de energía en ausencia de voltaje (a). Desdoblamiento de los niveles de energía al hacer circular una corriente a través de la unión [15]. . . .	73

Prólogo

En el presente trabajo se da una ligera introducción al campo de la gravimetría y sus aplicaciones. El funcionamiento de algunos tipos de gravímetros, haciendo énfasis en aquellos gravímetros basados en interferometría atómica son explicados y se da un panorama de todos los posibles usos que esta altamente precisa herramienta de medición puede tener en varias ramas de las geociencias. Con la ambición de querer construir un gravímetro cuántico se resalta la importancia de contar con una fuente de luz láser con un angosto ancho de banda, buena potencia de salida y, sobre todo, con alta estabilidad mecánica.

Con todo esto en mente se diseñó y construyó un láser de cavidad externa en una configuración conocida como “cat-eye“, el cual es optimizado y caracterizado a lo largo de este trabajo en cuestión de su longitud de onda de emisión como función de la corriente que es suministrada al diodo, el número de regiones de sintonía con la transición de interés, $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, la potencia que es capaz de emitir en cada una de estas regiones, así como también, las dimensiones del spot a la salida de la cavidad. Se encuentra, con ayuda de un Fabry-Perot, una primera cota superior para el ancho de banda que presenta la emisión y se analiza si esta es o no monomodal.

En el capítulo 2 se exponen algunas de las propiedades que resultan de interés respecto al átomo de *Rb* así como las razones por las que éste es uno de los átomos más empleados en el área de la espectroscopia.

La teoría necesaria para entender el funcionamiento de los láseres de cavidad externa, así como también aquella para comprender el origen del ensanchamiento en los espectros de absorción simple que se obtienen, se presentan a lo largo de los capítulos 3, 4 y 5.

Por su parte el diseño del láser que será optimizado y caracterizado así como todas las curvas de caracterización que se obtuvieron para tres diferentes diodos alimentados por dos controladores distintos se concentra en el capítulo 7.

En el capítulo 8 se presenta un espectro de absorción simple que permite corroborar como el láser es capaz de sintonizar la transición deseada. Se analiza dicho espectro y se comparan los anchos experimentales de los pozos con los valores predichos por la teoría para, finalmente, en el capítulo 9 poder concluir con certeza las capacidades y limitaciones del sistema láser que ha sido construido.

Capítulo 1

Principios básicos de gravimetría.

1.1. ¿Qué es y para que sirve la gravimetría?

La gravimetría es una ya muy bien establecida técnica para estudiar y determinar la distribución y composición de la masa bajo la superficie terrestre. Esta información resulta necesaria en varias ramas de las geociencias. Por ejemplo, el análisis de las variaciones temporales y espaciales del campo gravitatorio debido a estas distribuciones de masa ha permitido caracterizar muchos fenómenos geofísicos como lo son: el cambio másico en los glaciares, el monitoreo de volcanes y mantos acuíferos, el estudio de reservorios geotérmicos y la detección de cavidades subterráneas. A lo largo de los últimos 50 años se han desarrollado varios tipos y diseños de gravímetros, de los cuales aquellos basados en interferometría atómica han demostrado el mejor desempeño en cuanto a sensibilidad, estabilidad a largo plazo y precisión [13, 25].

Hoy en día es bien sabido que el valor de la gravedad varía entre 9.78 m s^{-2} y 9.83 m s^{-2} a lo largo de la superficie terrestre, sin embargo, las fluctuaciones en g debido a las mareas son del orden de $10^{-7}g$ por lo que si se desea estudiar este tipo de fenómenos instrumentos capaces de registrar variaciones de una parte en un millón, o 10 nm s^{-2} ($1 \mu\text{Gal}$)¹, resultan necesarios. Hoy en día se cuentan con dos tipos de gravímetros, los absolutos y los relativos. Los absolutos son aquellos que permiten obtener un valor altamente preciso de g y que a su vez resultan necesarios para calibrar

¹1 Gal = 1 cm/s²

Tabla 1.1: Variación en la magnitud de g [13]

Generadores de variaciones temporales en g	
Mareas	$\sim 10^{-7}$ g
Ambientes desarrollados por el hombre	$\sim 10^{-9}$ g
Presión atmosférica	$\sim 3 \times 10^{-10}$ g/mbar
Nivel freático	$\sim 10^{-8}$ g

y medir la deriva de los gravímetros relativos, estos están basados usualmente en la medición de la distancia recorrida por un retro reflector cúbico en caída libre dentro de una cámara de vacío utilizando interferometría láser [25]. A pesar de que los resultados obtenidos en condiciones de laboratorio son muy buenos, estos instrumentos presentan grandes problemas en su desempeño en el campo debido a la presencia de partes mecánicas móviles que dan origen a ruido, error en las mediciones y bajos ritmos de repetición.

En los últimos años, aprovechando la naturaleza ondulatoria de la materia propuesta por la mecánica cuántica, mediciones absolutas en el orden de 10 nm s^{-2} han sido reportadas utilizando gravímetros basados en interferometría atómica. Similar a los gravímetros clásicos su funcionamiento esta basado en la medición de la aceleración de un objeto en caída libre, salvo que en esta ocasión el objeto resulta ser una nube de átomos fríos. Estos aparatos han permitido medir con precisión constantes fundamentales de la física. La tabla 1.1 muestra en que orden se ve afectado el valor de g debido a algunos fenómenos naturales. [13, 22]

1.2. Funcionamiento de un gravímetro cuántico.

Hoy en día existen diversos diseños y técnicas para la construcción de un gravímetro de interferometría atómica, las principales diferencias entre los diversos diseños radican principalmente en el tipo de átomos que se elijen para realizar la medición y de los mecanismos de control con los que se busca brindar estabilidad mecánica al sistema. A continuación se describe el proceso de medición para un gravímetro que utiliza una nube de átomos de rubidio como masa de prueba.

La nube de átomos fríos de ^{87}Rb es producida en una trampa magneto-óptica (MOT). Los átomos son entonces llevados a temperaturas aún más bajas utilizando una molasa óptica. Posterior a esto y con la ayuda de una selección por microonda se obtiene una nube que contiene del orden de millones de átomos preparados en el estado base $F = 1, m_f = 0$ con una temperatura cercana a los $1.9 \mu\text{K}$ [23]. La clave en la interferometría atómica por pulsos de luz es la transición Raman estimulada entre dos estados estables del átomo. Dicha transición se logra a través de dos láseres contrapropagantes cuya diferencia de frecuencia corresponde a la diferencia de energía entre dichos estados. Esta transición permite generar el equivalente a divisores de haz y espejos para ondas de materia. La aceleración de la nube en caída libre se mide entonces utilizando un interferómetro atómico de Mach-Zehnder en cuyo proceso se emplea una secuencia de tres pulsos Raman igualmente espaciados y con duraciones de 10, 20 y 10 μS los cuales acoplan los estados hiperfinos del estado base $F = 1, m_f = 0$ y $F = 2, m_f = 0$. La interacción de la nube de átomos con los pulsos Raman se muestra en la figura 1.1. Considere un paquete de onda con momento p y en el estado interno $|1\rangle$, siendo p la componente del momento a lo largo de la dirección de los láseres. El primer pulso Raman, un pulso $\pi/2$, lleva al estado original $|1, p\rangle$ a la superposición de los estados $|1, p\rangle$ y $|2, p + 2\hbar k\rangle$. después de un tiempo Δt , el paquete de onda se habrá separado en $2\hbar k\Delta t/M$. El pulso π induce entonces la transición $|1, p\rangle \rightarrow |2, p + 2\hbar k\rangle$ y $|2, p + 2\hbar k\rangle \rightarrow |1, p\rangle$, y tras un nuevo intervalo Δt los dos paquetes se recombinarán nuevamente. Al ajustar la fase del pulso final $\pi/2$ el sistema puede ser llevado a cualquiera de estos dos estados [5]. En esta secuencia de interferometría el primer pulso actúa como un divisor de haz de materia, el segundo de ellos se comporta como un espejo, y el último sirve para recombinar las ondas de materia [23], entre cada uno de los pulsos los átomos se encuentran en caída libre y se obtiene que el cambio de fase a la salida del interferómetro resulta ser [25]

$$\phi = (k_{eff}g - 2\pi\alpha)T^2 \quad (1.1)$$

donde $k_{eff} = 4\pi/\lambda \sim 16 \times 10^6 \text{m}^{-1}$, siendo λ la longitud de onda del láser, T la diferen-

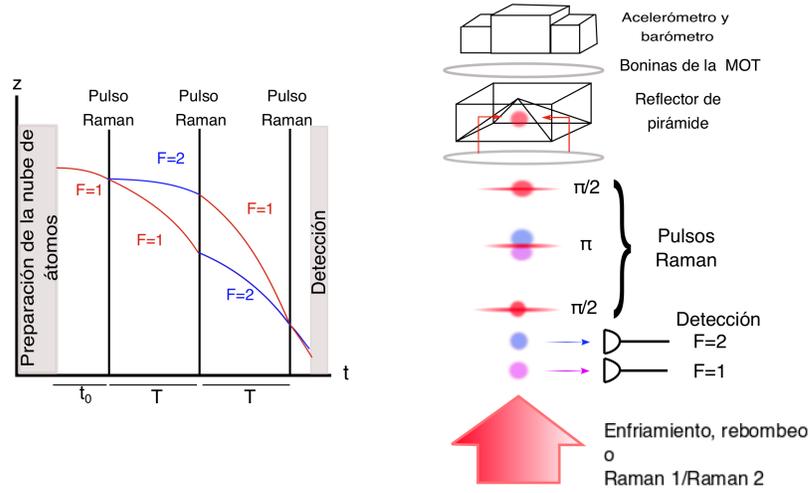


Figura 1.1: En la izquierda se muestran la interacción de los pulsos Raman con la nube de átomos y el efecto que genera cada uno de ellos en los átomos. Por su parte en el lado derecho se observan los componentes y las secuencias de detección usuales en un gravímetro cuántico.

cia de tiempo entre los pulsos Raman, g la aceleración de los átomos en la dirección de los láseres y α la tasa de radiofrecuencia aplicada para compensar el incremento en el corrimiento Doppler inducido por la aceleración de los átomos. Detección por fluorescencia es utilizada para contar el número de átomos en cada nivel y medir el cambio en la fase. Para el enfriamiento y para las detecciones Raman y por fluorescencia, los láseres son colocados muy cerca de la línea D2 del ^{87}Rb , cuya longitud de onda es de 780.24 nm. La proporción de átomos en el estado $F = 2$ viene dado por

$$P = 0.5 \times (1 - C \cos \phi) \quad (1.2)$$

Si se opera el sistema de tal manera que el corrimiento en la fase sea nulo, lo cual se logra si se ancla por servo la frecuencia α a la tasa de detección de P , manteniendo así $K_{eff}g - 2\pi\alpha = 0$ se puede entonces reescribir la Ec. 1.1 como

$$g = 2\pi \frac{\alpha}{k_{eff}} \quad (1.3)$$

lo que permite conocer la magnitud de g con gran precisión. La figura 1.1 muestra

un esquema de como se lleva a cabo el proceso de interferencia atómica y el efecto que tiene cada uno de los pulsos Raman sobre la nube de átomos.

Capítulo 2

El átomo de rubidio.

Uno de los átomos más usados para realizar espectroscopia es el átomo de rubidio. Los isótopos predominantes de este elemento son el ^{87}Rb y el ^{85}Rb . El primero de ellos es un isótopo inestable, sin embargo, su tasa de decaimiento es tan baja que puede considerarse estable para fines prácticos. El rubidio es un átomo alcalino, es decir, su configuración electrónica es tal que posee un solo electrón en su última capa. La transición que resulta de interés para este trabajo es aquella que va del estado $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Esta transición es una de las dos componentes de la línea D de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb y recibe el nombre de “línea D_2 “, la otra transición va del $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ y se conoce como “línea D_1 “ [27]. A continuación se presenta un análisis de la estructura fina e hiperfina de la línea D_2 del ^{87}Rb , el análisis para la línea D_2 del ^{85}Rb y el desarrollo de las líneas D_1 de ambos isótopos es análogo y se puede encontrar en las referencias [27, 26].

2.1. Estructura fina e hiperfina

La estructura fina es el resultado del acoplamiento entre el momento angular orbital \mathbf{L} del electrón en la última capa con su correspondiente espín \mathbf{S} . El momento angular total del electrón viene dado entonces como:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \tag{2.1}$$

Cuyos correspondientes números cuánticos deben cumplir la desigualdad

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (2.2)$$

En ambos isótopos para el estado base se tiene $L = 0$ y $S = \frac{1}{2}$, por lo que el único valor accesible para el momento angular total es $J = \frac{1}{2}$. Por otro lado en el estado excitado $L = 1$ lo que implica $J = \frac{1}{2}$ o $J = \frac{3}{2}$.

La estructura hiperfina resulta del acoplamiento del momento angular total (J) con el momento angular nuclear (I), dando como resultado el momento total atómico (F), es decir:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (2.3)$$

Y como en el caso de J los valores de F deben cumplir:

$$|J - I| \leq F \leq |J + I| \quad (2.4)$$

Para el estado base del ^{87}Rb $J = \frac{1}{2}$ mientras que $I = \frac{3}{2}$, por lo que se obtiene $F = 1$ o $F = 2$. Para el estado excitado $5^2P_{\frac{3}{2}}$ se tiene $F = 0, 1, 2, 3$. En la figura 2.1 se puede observar la estructura hiperfina resultante de estos acoplamientos para el isótopo ^{87}Rb .

Por su parte el ^{85}Rb tienen también un momento $J = \frac{1}{2}$ para su estado base pero un momento angular $I = \frac{5}{2}$ por lo que F toma los valores $F = 2$ y $F = 3$. En el caso del estado excitado, $5^2P_{3/2}$, se tiene $F = 1, 2, 3, 4$. Los valores de momento angular total y momento angular atómico para cada isótopo se muestran en la tabla 2.1.

Tabla 2.1: Valores de momento angular total (J) y momento angular total atómico (F) para los isótopos de ^{85}Rb y ^{87}Rb

Isótopo	J	I	F
^{85}Rb	1/2	5/2	2,3
	3/2	5/2	1,2,3,4
^{87}Rb	1/2	3/2	1,2
	3/2	3/2	0,1,2,3

Por su parte las proyecciones del momento total atómico, M_F , pueden tomar los valores:

$$-F \leq M_F \leq F \quad (2.5)$$

2.2. Reglas de selección.

Las reglas de selección en las transiciones dipolares establecen que las transiciones permitidas, bajo esta aproximación, serán aquellas que cumplan:

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad (2.6)$$

$$\Delta M_F = 0, \pm 1 \quad (2.7)$$

Dado que los átomos pueden estar en cualquiera de los diferentes niveles del estado base antes descritos, la interacción con la luz será, en general, distinta. Debido a que el proceso de enfriamiento de los átomos puede emplear más de una haz de luz, la polarización juega un papel importante, pues tal como se explica en [11] la interacción con luz linealmente polarizada dará un cambio en $\Delta M_F = 0$ mientras que para el caso de luz circularmente polarizada se tendrá $\Delta M_F = \pm 1$.

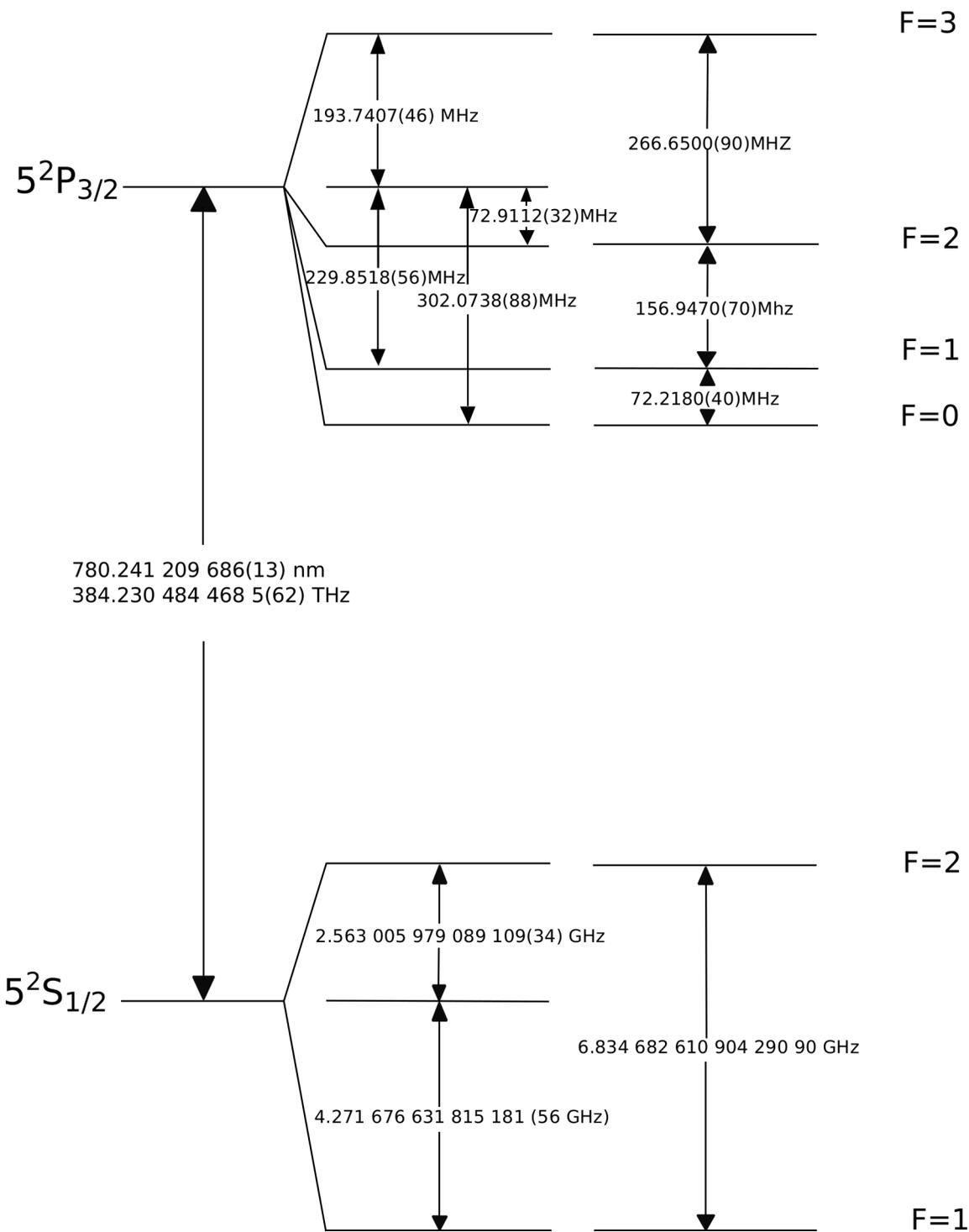


Figura 2.1: Estructura hiperfina de la transición D_2 para el átomo de rubidio 87.[27]

Capítulo 3

Líneas espectrales.

Los espectros de absorción presentan una distribución espectral $I(\nu)$ al rededor de la frecuencia central de absorción $\nu_0 = \frac{E_i - E_k}{h}$ correspondiente a la transición atómica entre dos niveles energéticos. La función $I(\nu)$ es comúnmente denominada “perfil de línea“, ver figura 3.1, mientras que la vecindad $\delta = \nu_2 - \nu_1$ delimitada por las frecuencias ν_1 y ν_2 tales que $I(\nu_1) = I(\nu_2) = I(\nu_0)/2$ es conocida como el “ancho completo a media altura“. El ensanchamiento presente en estas distribuciones esta asociado a distintos fenómenos que van desde el ancho natural de la transición, relacionado con el tiempo de decaimiento del estado excitado, el ensanchamiento por efecto Doppler, aquél debido a la distribución de velocidades de los átomos en la muestra, o bien ensanchamiento debido a colisiones atómicas, entre otros. A continuación se describen con mayor detalle el ensanchamiento natural y el Doppler, pues son estos los ensanchamientos más relevantes en los espectros de absorción simple. [2, 18]

3.1. Ensanchamiento natural.

Para poder describir los diferentes ensanchamientos que sufre la distribución espectral se debe primero analizar el tipo de distribución que obedecen los electrones al decaer por emisión espontánea. Para ello se describe al electrón excitado usando el modelo clásico de un oscilador armónico amortiguado con frecuencia ω , masa m , constante de restauración k y constante de amortiguamiento γ . La amplitud $x(t)$

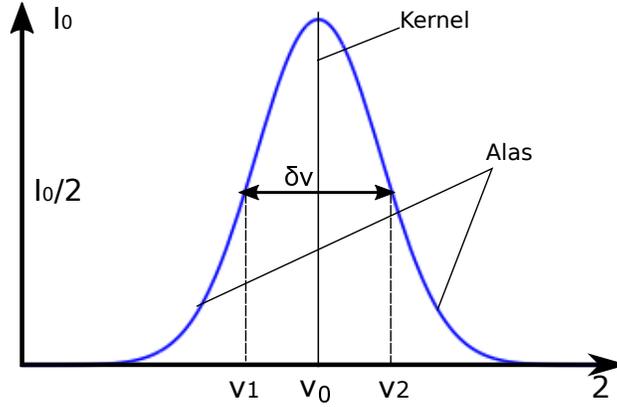


Figura 3.1: Ilustración de un perfil de línea donde se indican las *alas* y el ancho a media altura (FWHM)[2]

puede obtenerse al resolver la ecuación diferencial de movimiento:

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.1)$$

Donde $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ y cuya solución para las condiciones iniciales $x(0) = x_0$ y $\dot{x}(0) = 0$ es:

$$x(t) = x_0 e^{-(\gamma/2)t} [\cos(\omega t) + (\gamma/2\omega) \sin(\omega t)] \quad (3.2)$$

La frecuencia $\omega = (\omega_0^2 - \gamma^2/4)^{\frac{1}{2}}$ del oscilador amortiguado es ligeramente menor que la frecuencia, ω_0 , del caso sin amortiguamiento. Sin embargo, para un amortiguamiento pequeño ($\gamma \ll \omega_0$) se puede aproximar $\omega = \omega_0$ y también se puede despreciar el segundo término de los corchetes en la Ec 3.2. Bajo estas aproximaciones, las cuales siguen siendo bastante acertadas para átomos reales, se obtiene la solución aproximada:

$$x(t) = x_0 e^{-(\gamma/2)t} \cos(\omega_0 t) \quad (3.3)$$

Donde $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ corresponde a la frecuencia central $\omega_{ik} = E_i - E_k/\hbar$ de la transición $E_i \rightarrow E_k$

3.2. Perfil Lorentziano del espectro.

Debido a que la amplitud de la oscilación decrece con el tiempo la frecuencia de la radiación emitida deja de ser monocromática, contrario al caso cuando se tiene una amplitud constante. Se tiene entonces una distribución descrita por la ecuación 3.3. La oscilación amortiguada $x(t)$ puede ser descrita como la superposición de ondas monocromáticas $\exp(i\omega t)$ con frecuencia ω y amplitud $A(\omega)$, es decir:

$$x(t) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} A(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (3.4)$$

Las amplitudes vienen dadas por la transformada de Fourier de 3.3.

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} x_0 e^{-(\gamma/2)t} \cos(\omega_0 t) e^{-i\omega t} dt \quad (3.5)$$

Donde el cambio del limite inferior a 0 se justifica en el hecho de que $x(t)=0$ para $t < 0$. La solución de la Ec. 3.5 es una amplitud compleja

$$A(\omega) = \frac{x_0}{\sqrt{8\pi}} \left(\frac{1}{i(\omega - \omega_0) + \gamma/2} + \frac{1}{i(\omega + \omega_0 + \gamma/2)} \right) \quad (3.6)$$

La intensidad real $I(\omega) \propto A(\omega)A^*(\omega)$ contiene términos con $(\omega - \omega_0)$ y $(\omega + \omega_0)$ en el denominador. Sin embargo, en una vecindad al rededor de la frecuencia central ω_0 de la transición tal que $(\omega - \omega_0)^2 \ll \omega_0^2$ los términos con $(\omega + \omega_0)$ pueden ser despreciados y el perfil de intensidad toma entonces la forma

$$I(\omega - \omega_0) = \frac{C}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (3.7)$$

La constante suele ser determinada mediante una proceso de normalización. Para comparar diferentes perfiles de intensidad resulta conveniente definir un perfil normalizado $L(\omega - \omega_0) = I(\omega - \omega_0)/I_0$ con $I_0 = \int I(\omega) d\omega$ tal que

$$\int_0^{\infty} L(\omega - \omega_0) d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} L(\omega - \omega_0) d(\omega - \omega_0) = 1. \quad (3.8)$$

Bajo esta normalización se obtiene $C = I_0\gamma/2\pi$. De donde:

$$L(\omega - \omega_0) = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (3.9)$$

el cual es conocido como *perfil Lorentziano normalizado* cuyo ancho de banda a media altura es $\delta\omega_n = \gamma$.

Cualquier perfil Lorentziano tiene entonces la forma

$$I(\omega - \omega_0) = I_0 \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} = I_0 L(\omega - \omega_0), \quad (3.10)$$

cuyo pico de intensidad máxima toma el valor $I(\omega_0) = 2I_0/(\gamma\pi)$

3.3. Relación entre el tiempo de vida media y el ancho natural del espectro.

El ancho natural que presenta el perfil está directamente relacionado con el tiempo de vida que posee el nivel excitado. Esto se desprende de manera inmediata del principio de incertidumbre, pues este establece que la energía del nivel excitado, E_i , sólo puede ser determinada con una incertidumbre $\Delta E_i \sim \hbar/\tau_i$ por lo que la frecuencia $\omega_{ik} = (E_i - E_k)/\hbar$ de una transición hacia el estado base, ver figura 3.2, posee una incertidumbre

$$\delta\omega = \frac{\Delta E_i}{\hbar} = \frac{1}{\tau_i} \quad (3.11)$$

Si la transición no termina en el estado base sino en cualquier otro estado excitado con tiempo de vida τ_k las incertidumbres en el cálculo de ambas energías contribuyen al ancho del perfil. La incertidumbre asociada a este tipo de transiciones viene dada como

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_i^2 + \Delta E_k^2} \rightarrow \delta\omega_n = \sqrt{\frac{1}{\tau_i^2} + \frac{1}{\tau_k^2}} \quad (3.12)$$

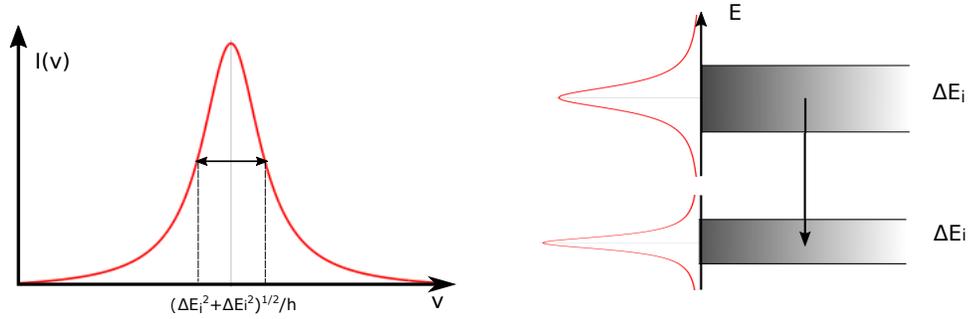


Figura 3.2: Relación entre el principio de incertidumbre asociado a los niveles de energía y el ensanchamiento natural de una transición. [2]

3.4. Ensanchamiento Doppler.

En la mayoría de los casos el perfil Lorentziano del ensanchamiento natural no se puede apreciar sin el uso de técnicas especiales, pues este se encuentra completamente oculto por otro tipo de ensanchamientos. Uno de los ensanchamientos más notorios en muestras gaseosas a bajas presiones es el ensanchamiento Doppler, el cual, tiene su origen en el movimiento térmico de las molécula o átomos en la muestra.

Considérese un átomo con velocidad $v = (v_x, v_y, v_z)$ y una onda electromagnética con vector $k = k_z$. Debido al efecto Doppler las frecuencias, ω , en el sistema de un observador en reposo sufrirán un corrimiento en el sistema de referencia centrado en el átomo en movimiento, las frecuencias en este sistema toman los valores

$$\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (3.13)$$

La absorción del fotón por parte del átomo sólo se dará si ω' coincide con la frecuencia de transición ω_0 . Por lo que la absorción se da cuando $\omega = \omega_a = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. La frecuencia de absorción, ω_a se ve incrementada cuando $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} > 0$, que es el caso cuando el átomo se desplaza en la misma dirección con respecto a la propagación de la onda, y se ve disminuida cuando $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} < 0$ que es cuando el átomo se mueve en contra a la propagación de la luz.

Dado que se escogió una onda cuyo vector coincide con la dirección positiva del

eje z la frecuencia de absorción puede ser escrita entonces como

$$\omega_a = \omega_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (3.14)$$

En equilibrio térmico las velocidades de los átomos o moléculas de un gas siguen una distribución Maxwelliana. Para una temperatura T el número de átomos $n_i(v_z)dv_z$ en el nivel E_i con una velocidad comprendida entre v_z y $v_z + dv_z$ es

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_p\sqrt{\pi}} e^{-(v_z/v_p)^2} dv_z, \quad (3.15)$$

Donde $N_i = \int n_i(v_z)dv_z$ es la densidad de todas las moléculas en el nivel E_i , $v_p = (2kT/m)^{1/2}$ es la velocidad más probable, m es la masa del átomo o molécula y k es la constante de Boltzman. Utilizando la Ec. 3.14 de donde además se obtiene que $dv_z = (c/\omega_0)d\omega$, se sustituye v_z en términos de las frecuencias en la Ec. 3.15 para obtener el número de átomos cuya frecuencia de absorción se ve recorrida de ω_0 al intervalo comprendido entre ω y $\omega + d\omega$

$$n_i(\omega)d\omega = N_i \frac{c}{\omega_0 v_p \sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 v_p}\right)^2\right] d\omega \quad (3.16)$$

Debido a que la potencia emitida o absorbida $P(\omega)d\omega$ es proporcional a la densidad de átomos $n_i(\omega)d\omega$ que emiten o absorben en el intervalo $d\omega$, el perfil de intensidad debido al ensanchamiento Doppler es

$$I(\omega) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 v_p}\right)^2\right]. \quad (3.17)$$

El cual resulta ser una distribución Gaussiana con ancho a media altura dado como

$$\delta\omega_d = 2\sqrt{\ln 2} \omega_0 v_p / c = \left(\frac{\omega_0}{c}\right) \sqrt{8kT \ln 2 / m}, \quad (3.18)$$

el cual recibe el nombre de *ancho Doppler*.

Haciendo un análisis de la intensidad I para un perfil Gaussiano y uno Lorentziano, figura 3.3, se observa como esta decae mucho más rápido a cero en el caso Gaussiano

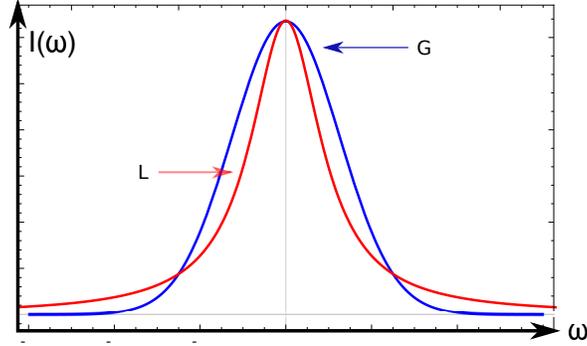


Figura 3.3: Comparativa entre un perfil Gaussiano y un Lorentziano.

que en el caso Lorentziano para valores de $(\nu - \nu_0)$ muy grandes. Es posible obtener entonces información sobre la distribución Lorentziana al analizar las *alas* en los extremos, esto sin importar que el ensanchamiento por Doppler sea significativamente mayor que el ensanchamiento natural.

Un análisis más a detalle muestra que el ensanchamiento debido a Doppler no puede ser descrito de manera precisa utilizando solamente un perfil Gaussiano como se ha hecho hasta ahora, esto debido a que no todos los átomos con velocidad bien definida v_z emiten o absorben a la misma frecuencia $\omega' = (1 + v_z/c)$. Debido a los tiempos de vida finitos de los estados de energía, la frecuencia de respuesta de los átomos es representada por un perfil Lorentziano

$$L(\omega - \omega') = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega')^2 + (\gamma/2)^2} \quad (3.19)$$

cuya frecuencia central se localiza en ω' . Sea $n(\omega')d\omega' = n(v_z)dv_z$ el número de átomos por unidad de volumen con velocidad comprendida en el intervalo $v_z + dv_z$. La distribución de intensidades $I(\omega)$ debida a la absorción o emisión de todos los átomos en una transición $E_i \rightarrow E_k$ viene dado por

$$I(\omega) = \int n(\omega')L(\omega, \omega')d\omega' \quad (3.20)$$

Utilizando la expresión de la Ec. 3.9 para $L(\omega - \omega')d\omega'$ y la Ec. 3.16 para $n(\omega')$

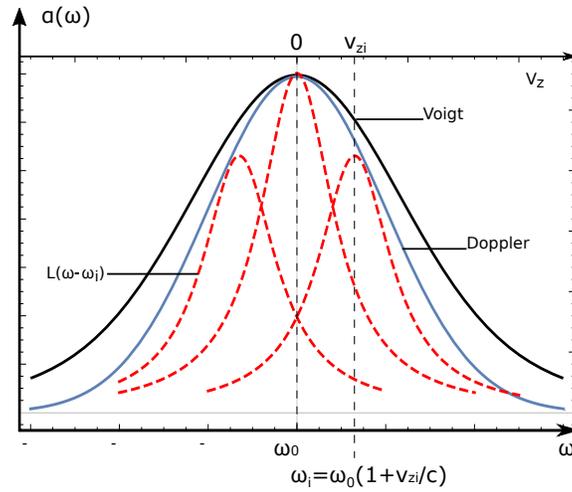


Figura 3.4: Perfil Voigt de átomos con diferentes componentes de velocidades v_{zi} y frecuencia central de absorción $\omega_i = \omega_0(1 + v_{zi}/c)$.

se obtiene

$$I(\omega) = C \int_0^\infty \frac{\exp\{-(c/v_p)(\omega_0 - \omega t)/\omega_0\}^2}{(\omega - \omega t)^2 + (\gamma/2)^2} dt \quad (3.21)$$

con

$$C = \frac{\gamma N_i c}{2v_p \pi^{3/2} \omega_0}$$

Este perfil resultante de la convolución entre un perfil Lorentziano y un Gaussiano, ilustrado en la figura 3.4, es conocido como *Perfil Voigt*.

Capítulo 4

Introducción a los sistemas láser.

4.1. Conceptos básicos de un láser.

En la década de 1960 se consiguió el primer sistema de “Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación” o LASER, por sus siglas en inglés. Un láser es un sistema que hace uso de procesos que incrementan o amplifican señales de luz que han sido previamente generadas por otros medios. Las partes fundamentales para el funcionamiento de un láser son:

- El medio activo, el cual amplifica una onda electromagnética incidente.
- La energía de bombeo, la cual es suministrada al medio activo para generar la inversión de población.
- El resonador óptico, compuesto, por ejemplo, por un par espejos, los cuales mandan la onda electromagnética nuevamente al medio activo para que esta se siga amplificando.

Cada una de ellas es fundamental para el funcionamiento de un sistema láser y son descritas con mayor detalle más adelante.

Entre las propiedades que hacen destacar a un láser respecto a cualquier otro tipo de fuente de luz se encuentran su alto grado de direccionalidad y coherencia, una gran luminosidad y el ser una fuente de luz altamente monocromática [14]

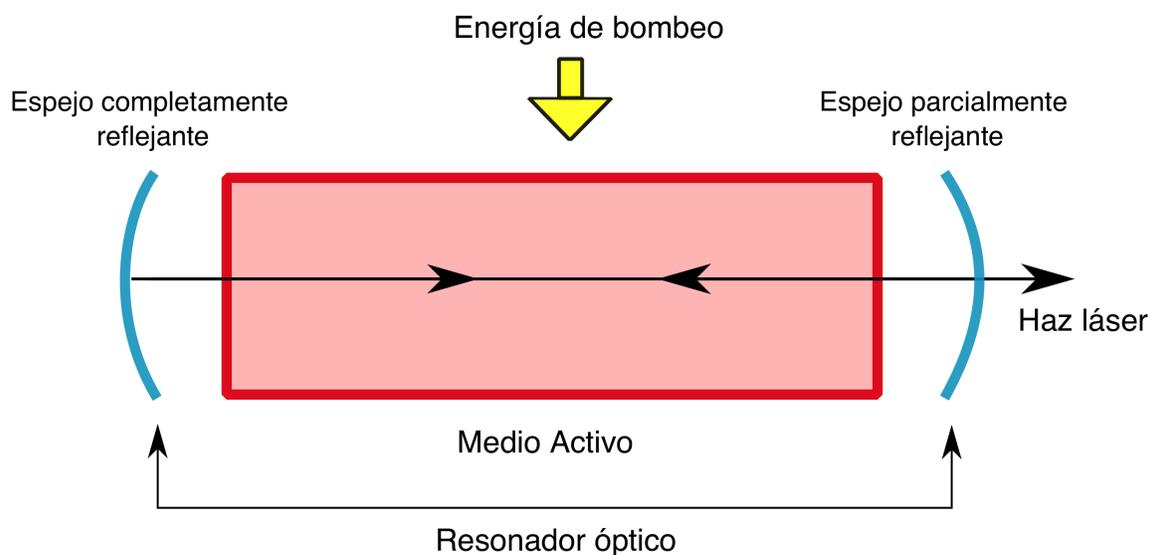


Figura 4.1: Esquema simplificado de un láser. [14]

Hoy en día existe una gran diversidad de sistemas láser, desde los láseres de gas, los de estado sólido, los láseres de colorante, o bien los láseres de semiconductor, siendo estos últimos de particular importancia en este trabajo y aquellos que son analizados con mayor cuidado en este escrito. Todos ellos están basados en el mismo principio de operación, es por ello que a continuación se describe con mayor detalle los principios básicos para entender el funcionamiento de un láser.

4.1.1. Medio activo, interacción de los átomos con la luz.

Se le conoce como medio activo a un conjunto de átomos, moléculas o iones que emiten radiación en la región visible del espectro electromagnético [4]. Es, sin lugar a dudas, una de las partes fundamentales de un sistema láser pues es el principal encargado del proceso de amplificación de la luz mediante procesos de interacción entre la luz y la materia.

Es por ello que en esta sección se presentan y analizan los conceptos básicos de estos procesos de absorción, que se dividen en: Absorción de luz, emisión espontánea y emisión estimulada. Por simplicidad se trabajará con un sistema de dos niveles para un átomo o molécula interactuando con una onda electromagnética monocromática.

Como bien sabemos los electrones de un átomo o molécula se encuentran en or-

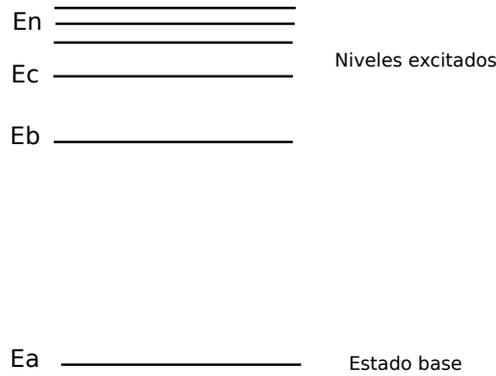


Figura 4.2: Diagrama de niveles de energía para átomos y sólidos.[15]

bitales estables, o estacionarios, los cuales posee energías bien definidas tal como se muestra en la figura 4.2 [15]. Cuando alguno de los electrones realiza una transición entre estos estados estacionarios el átomo emitirá un fotón cuya energía esta dada por:

$$\nu = \frac{E_f - E_i}{h} \quad (4.1)$$

Donde E_f y E_i son las energías de los estados final e inicial respectivamente, h es la constante de Planck y ν la frecuencia del fotón. Existen tres tipos de interacciones distintas entre los estados estacionarios y la luz. La primera, la cual se ilustra en la Figura 4.3 (a), es conocida como absorción resonante. Por simplicidad pensemos en un sistema de dos niveles: el estado base E_1 y el estado excitado E_2 . Supóngase que se tiene un electrón en el estado inicial, E_1 , al cual se le hace incidir luz con frecuencia $\nu = \nu_0$, con ν_0 la frecuencia de transición asociada a los dos niveles de energía. En este caso existe una probabilidad de que el electrón absorba al fotón y realice la transición al estado E_2 .

Por su parte si el electrón se encuentra en el estado excitado, como es el caso de la figura 4.3 (b), este tenderá a regresar al estado base, liberando en el proceso un fotón, dicho fotón tendrá una frecuencia definida por la diferencia de energía entre los niveles tal como lo describe la Ec. 4.1. Dado que cada uno de los electrones realiza su transición de manera independiente, la luz es emitida en todas direcciones y con diferentes fases. A este proceso se le conoce como emisión espontánea.

El tercer tipo de transición se puede observar en la Figura 4.3 (c) y es conocida como emisión estimulada. En este proceso, al igual que en la emisión espontánea, el electrón se encuentra inicialmente en el estado excitado E_2 cuando se hace incidir luz con frecuencia ν_0 , la luz incidente incitará al electrón a realizar la transición del estado excitado al estado base liberando en el proceso un fotón con la misma fase y dirección que la luz incidente, la luz resultante, luz con una diferencia de fase constante y con una frecuencia fija, es conocida como luz coherente.[15]

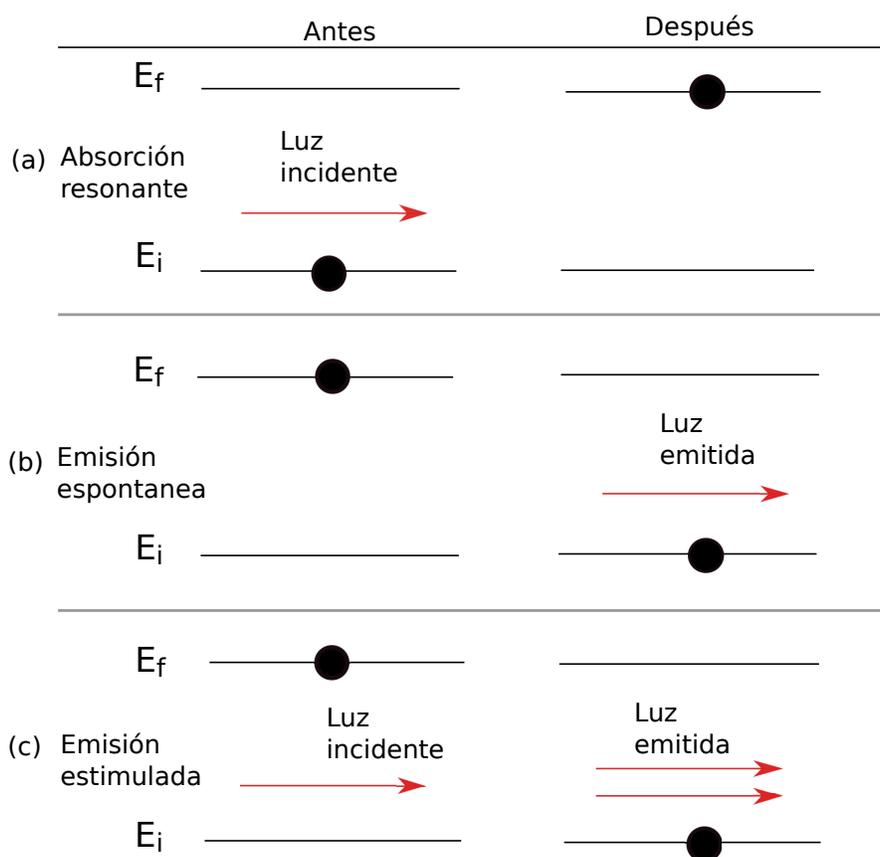


Figura 4.3: Diferentes procesos de interacción de la luz con la materia (a) absorción resonante, (b)emisión espontánea, (c) emisión estimulada.[4]

En 1917 Albert Einstein mostró que estos tres procesos están conectados matemáticamente. El ritmo al cual los átomos decaen del estado excitado al estado base por emisión espontánea es descrito por A_{21} , el coeficiente de emisión espontánea de Einstein, el cual, es una medida de la probabilidad por unidad de tiempo de que un electrón decaiga del estado E_2 al estado E_1 . Si se cuenta con un número N_1 de átomos

en el estado E_2 se tiene entonces que el número de átomos que decaen por emisión espontánea de E_2 a E_1 viene dado como:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{Esp} = -N_2 A_{21} \quad (4.2)$$

Donde el valor de A_{21} depende del átomo que se este usando y de la transición que se este estudiando.

Por otro lado para el caso de los procesos de absorción y emisión estimulada se tienen los coeficientes B_{12} y B_{21} respectivamente. A diferencia de la emisión espontánea los procesos estimulados no sólo dependen del número de átomos en el estado inicial, sino que también tienen una dependencia en la densidad de radiación energética, ρ_{21} , a la frecuencia adecuada para incitar la transición del estado base al excitado, ν_{12} .

Tenemos entonces que el ritmo de absorción del estado base al excitado esta dado como:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{Est} = N_1 \rho_{\nu} B_{12} \quad (4.3)$$

Mientras que el ritmo de emisión estimulada es descrito por:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{Est} = N_2 \rho_{\nu} B_{21} \quad (4.4)$$

Si se cuenta con un sistema en equilibrio térmico se puede mostrar que los coeficientes de absorción y emisión estimulada son idénticos, es decir, $B_{12} = B_{21}$ y además se cumple que:

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} B_{21} \quad (4.5)$$

Todo este análisis y las ecuaciones aquí descritas son conocidas como las “Relaciones de Einstein”.

La ley de Beer-Lambert, ecuación 4.6, describe como la intensidad de una onda electromagnética que atraviesa un medio va decayendo de forma exponencial como el producto de la distancia con el coeficiente de absorción α .

$$I(z) = I(0)e^{-\alpha z} \quad (4.6)$$

Donde $I(z)$ es la intensidad de salida, $I(0)$ es la intensidad de entrada, α es el coeficiente de absorción y z es la longitud atravesada por la luz en el medio. La disminución en la intensidad del haz está relacionado con que el sistema se encuentre en equilibrio termodinámico, pues en dicho estado la cantidad de átomos en el estado base es mayor que aquellos en el estado excitado, lo cual vuelve a los procesos de absorción dominantes en el recorrido de la onda.

Si consideramos nuevamente un sistema de dos niveles E_i y E_j con $E_j > E_i$ podemos describir el mismo fenómeno pero en términos del cambio en el número de fotones, n_{ij} , por unidad de tiempo al recorrer una distancia Δz . Se tiene entonces:

$$\frac{dn_{ij}}{dt} = -B_{ij}(N_i - N_j) \frac{I(z)}{c} \quad (4.7)$$

Donde las contribuciones debidas a los procesos de absorción se consideran despreciables y se ha hecho uso de que $\rho_\nu = I_\nu/c$, siendo ρ_ν la densidad espectral de energía, I_ν la intensidad y c la velocidad de la luz.

Utilizando las ecuaciones 4.7 y 4.6 así como las relaciones de Einstein se puede despejar a α de tal forma que quede expresado en términos del número de átomos en cada nivel. El análisis de como llegar a la ecuación 4.8 no es particularmente complejo y se puede encontrar en la referencia [4]. Se tiene entonces que α está dada por:

$$\alpha = B_{ij} \frac{(N_1 - N_j) h\nu_{ij}}{A\Delta z} \frac{1}{c} \quad (4.8)$$

Por lo cual si de algún modo se lograra que el número de átomos en el estado excitado, N_j , fuera mayor al número de átomos en el estado base, N_i , el valor de α resultaría negativo y, según la ecuación 4.6, la intensidad del haz sería entonces incrementada en vez de atenuada. Este incremento en la intensidad de la onda debido a procesos de emisión estimulada es la base del funcionamiento de un sistema láser. [4, 20]

4.1.2. Energía de bombeo y la inversión de población.

Como ya se mencionó una condición necesaria para obtener luz láser es tener más átomos en el nivel excitado que en el estado base, a este fenómeno se le conoce como “inversión de población“. Hoy en día existen varios procesos de bombeo para generar dicha inversión los cuales, en su mayoría, se pueden clasificar como procesos de bombeo ópticos o eléctricos. En los procesos ópticos se hace incidir luz sobre el medio activo, la luz suele ser generada por lámparas o algún otro láser. Por su parte en los procesos eléctricos se hace circular una corriente eléctrica a través de un gas ionizado o un semiconductor.

El proceso de inversión de población suele realizarse en sistemas de 3 o 4 niveles. En el caso del sistema de tres niveles, E_1 , E_2 y E_3 , se busca que los átomos que sean llevados al nivel superior, E_3 , decaigan rápidamente al nivel intermedio, logrando así la inversión de población entre los niveles E_2 y E_1 que es donde se da la transición láser. En los sistemas de cuatro niveles se busca generar la inversión de población entre los niveles E_3 y E_2 , por lo que de igual manera se busca que los decaimientos de E_4 a E_3 y aquellos que van de E_2 a E_1 sean lo más rápido posible. Ambos esquemas se ilustran en la figura 4.4. [4, 20]

4.1.3. Resonador óptico

El resonador óptico, o cavidad resonante, desempeña también un papel muy importante en la generación de luz láser. Las cavidades más comunes están formadas por espejos planos o esféricos. El resonador de un sistema láser suele ser de dimensiones muchos mayores comparado con la longitud de onda del sistema y son, en su mayoría, resonadores abiertos. Esto se justifica en el hecho de que si se tuviera una cavidad de una longitud comparable a la longitud de onda la ganancia generada resultaría insuficiente para dar origen a la oscilación láser. Por otro lado, los resonadores suelen ser abiertos debido a que así se logran reducir significativamente los modos que son capaces de sostenerse dentro de la cavidad.

En un resonador de placas paralelas podemos pensar a los modos como la super-

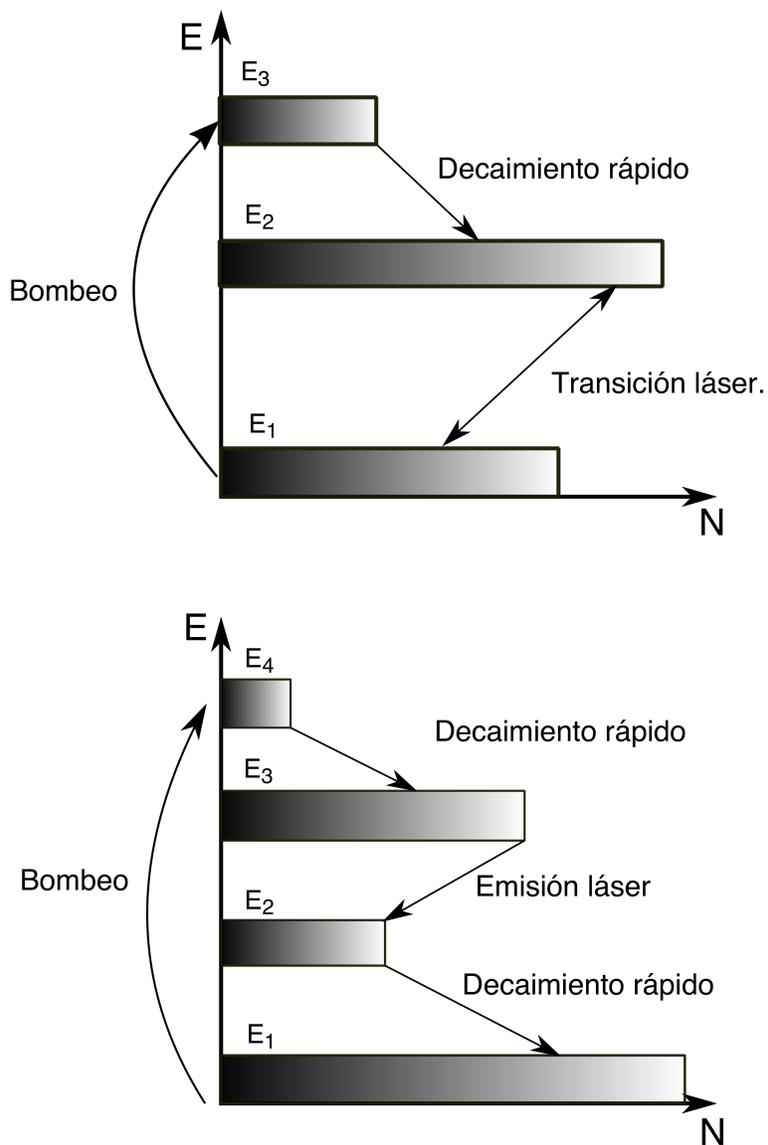


Figura 4.4: Diagrama de inversión de población en un sistema de tres niveles (superior) y cuatro niveles (inferior).

posición de dos ondas electromagnética viajando en direcciones contrarias a lo largo del eje de la cavidad, formando así una onda estacionaria. Bajo esta aproximación las frecuencias de resonancia se pueden obtener al imponer la condición de que la longitud de la cavidad L debe ser un múltiplo entero de la mitad de la longitud de onda, es decir, $L = n\frac{\lambda}{2}$, con n un número entero positivo. Esta es una condición necesaria para que el campo eléctrico de la onda electromagnética estacionaria sea cero en los dos espejos. Por tanto, las frecuencias resonantes vienen dadas por:

$$\nu = c\left(\frac{n}{2L}\right) \quad (4.9)$$

La importancia del resonador sale a la luz cuando se coloca el medio activo dentro de el y se estimula la inversión de población en el sistema. Una vez que comienza la emisión espontánea en el medio fotones serán emitidos en todas direcciones, de entre todos ellos existirán algunos que viajarán sobre, o muy cerca, del eje de la cavidad resonante hasta alcanzar alguno de los espejos y ser entonces reflejados nuevamente dentro del medio. Debido a que se tiene una cavidad abierta este grupo de fotones viajando a lo largo del eje serán los únicos capaces de generar una onda estacionaria capaz de sostenerse en la cavidad. Al estar siendo continuamente reflejados dentro del medio activo el número de fotones debido a emisión estimulada seguirá aumentando, tanto como el sistema lo permita, y con ellos incrementará también la energía de los modos que se sostienen dentro de la cavidad hasta que, de ser posible, la ganancia en estas ondas superará las perdidas debidas a la cavidad y se obtendrá a la salida del espejo semireflejante luz láser.

4.2. Láser de semiconductor.

Los láseres de semiconductor, o diodos láser, se han convertido en una de las mejores opciones como fuente de luz coherente debido a sus bajos voltajes de operación, su tamaño compacto, su amplio rango de emisión, su buen funcionamiento a tempe-

ratura ambiente y su bajo costo de adquisición. A todo esto se suma el hecho de que estos diodos son la principal fuente de luz de los láseres de cavidad externa [LCE]. Estos LCE son sistemas con una alta versatilidad en su longitud de onda de emisión y que por ende resultan de gran interés para los experimentos de física atómica. Los LCE son descritos con mayor detalle en el siguiente capítulo.

Los diodos láser aprovechan el proceso de recombinación hueco-electrón para la generación de luz coherente. La mayoría de éstos láseres son construidos con elementos pertenecientes al tercer grupo de la tabla periódica (como lo son Al, Ga, In) junto con elementos del quinto grupo (N, P, As, Sb) recibiendo por ello el nombre de “Compuestos III-V”. Algunos de los ejemplos más comunes son el GaAs, o bien las ternas “AlGaAs, InGaAs”[14]. Un análisis detallado del funcionamiento para el caso particular de los láseres de diodo se agrega como apéndice a este trabajo.

Capítulo 5

Láseres de cavidad externa.

El poder obtener luz con anchos de banda del orden de cientos de kHz se vuelve esencial cuando se quiere trabajar en los campos de la física atómica, la metrología de alta precisión, la espectroscopía de alta resolución, la física atómica, sistemas de comunicación de luz coherente, entre muchas otras.

Los diodos láser en modo libre por sí solos no son las fuentes de luz más adecuadas para la realización de dichas tareas, esto debido a una usual emisión en multi modo y a la amplia región de emisión que presentan, del orden de 10-15 nm. Sin embargo, cuando uno de estos diodos es empleado como fuente de luz para un sistema conocido como “Láser de cavidad externa“ se puede lograr no sólo una emisión mono modal en el sistema, sino también, una reducción significativa en el ancho de banda de la luz.

Se le conoce como láser de cavidad externa a un sistema compuesto esencialmente por un diodo láser, un sistema de colimación, un seleccionador de longitud de onda externo y un reflector para retroalimentación. [15]. Las rejillas de difracción y recientemente los filtros de interferencia dieléctricos son los elementos ópticos seleccionadores de longitud de onda más utilizados.

El continuo desarrollo de los láseres de semiconductor ha generado que el espectro de longitudes de onda en que estos dispositivos son capaces de emitir continúe creciendo con el pasar de los años. Esto ha provocado que los láseres de cavidad externa poco a poco hayan ido sustituyendo a los láseres de titanio como las principales fuentes de luz en los laboratorios de física atómica, pues resultan sistemas con características

muy similares en términos de la luz emitida pero con la ventaja de ser sistemas mucho más compactos, sencillos y accesibles.

Como ya se mencionó los LCE son sistemas capaces de reducir de manera considerable el ancho de banda de la emisión láser, pues habiendo llevado el sistema a su configuración óptima anchos de banda del orden de cientos, incluso decenas de kHz han sido reportados [17].

Los ejemplos típicos de láseres de cavidad externa son las configuraciones conocidas como Littman-Metcalf y Littrow. En ambos casos una rejilla de difracción es utilizada tanto para la selección de longitud de onda como para la retroalimentación del sistema [8]. Recientemente se han desarrollado cavidades que desacoplan la selección de longitud de onda de la retroalimentación, para lograrlo se emplea un filtro dieléctrico como seleccionador de longitud y un retroreflector conocido como “Cat-eye“ para generar el haz de retroalimentación [17, 21].

A continuación se explica con un poco más de detalle el funcionamiento y las partes fundamentales de las configuraciones Littrow y cat-eye.

5.1. Configuración Litrow.

Como ya se mencionó en la configuración Littrow una rejilla de difracción es la que se encarga de la discriminación en longitud de onda y la que, junto con el diodo, forma la cavidad externa.

Una rejilla de difracción puede ser definida como un arreglo de aperturas u obstáculos capaces de generar, en una onda incidente, variaciones periódicas en su fase, su amplitud, o en ambas. Usualmente se utilizan rejillas formadas por aperturas si lo que se busca es una rejillas de transmisión o bien obstáculos si se quiere una rejilla de reflexión.

Cuando luz monocromática incide en una rejilla, véase figura 5.1, esta es difractada en direcciones discretas y por ende se puede pensar a cada surco de la rejilla como una fuente de luz difractada. La luz difractada por cada uno de estos surcos se combina para formar paquetes de frentes de onda. La utilidad de una rejilla recae en el hecho

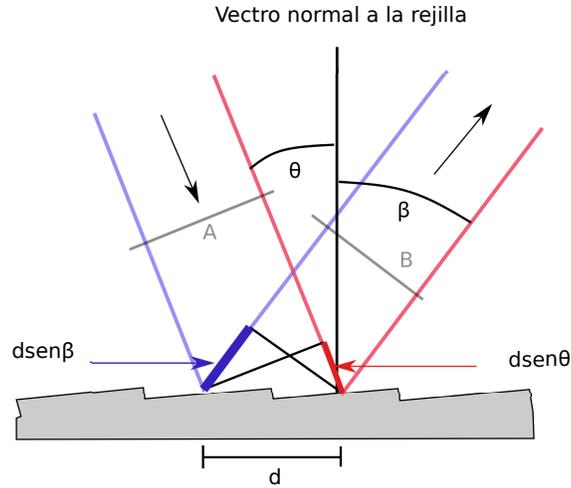


Figura 5.1: Diferencia de camino óptico sobre un par de haces incidiendo en una rejilla de difracción..

de que existe un conjunto de ángulos discretos en los cuales, para un espaciamiento d entre los surcos, la luz difractada por cada una de estos se encuentra en fase con la luz reflejada por el resto de los surcos, sufriendo así, interferencia constructiva.

El efecto de una rejilla de reflexión con separación entre surcos d sobre una haz de luz incidiendo a un ángulo θ respecto de la normal de la rejilla se muestra en la figura 5.2. En ella se observa como además del haz reflejado se generan también un par de haces difractados los cuales forman respectivamente un ángulo $\beta_{m=\pm 1}$ respecto de la normal.

La condición para que dos haces sufran interferencia constructiva es que su diferencia de camino óptico coincida con un múltiplo entero de su longitud de onda, por lo cual tal como se muestra en la figura 5.1 se debe cumplir:

$$m\lambda = d(\text{sen}(\theta) + \text{sen}(\beta)) \quad (5.1)$$

La ecuación 5.1 es conocida como la “ecuación de rejilla” y de ella se puede obtener la posición angular de los distintos ordenes difractados por una rejilla con separación entre surcos d para una longitud de onda incidente λ .

En el caso de la configuración Littrow la rejilla se posiciona de tal manera que se tenga $\theta = \beta$, ver figura 5.3 [19], de donde la Ec 5.1 se reduce a:

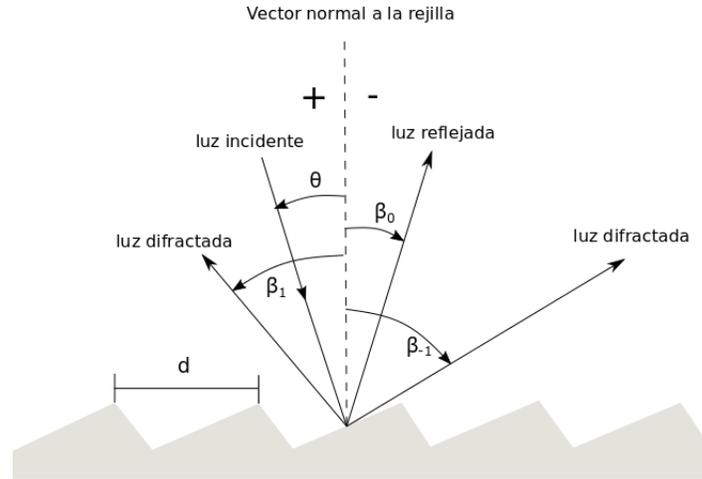


Figura 5.2: Rejilla de difracción diseñada para reflexión.

$$m\lambda = 2d\text{sen}(\theta) \quad (5.2)$$

La idea detrás de esta configuración es aprovechar uno de los ordenes $m = \pm 1$ y enviarlo nuevamente al medio activo para generar, mediante procesos de estimulación, fotones con la misma frecuencia y fase que los de este orden[16, 24]. De 5.2 se observa que la frecuencia de los fotones es exclusivamente función del ángulo de incidencia a la rejilla, pues el valor de m está fijo en ± 1 , por lo cual se puede modificar la frecuencia con la que se está retroalimentando al sistema, y por ende la emisión central del LCE al modificar el ángulo de la rejilla. La rejilla de difracción no sólo permite seleccionar una de las longitudes de onda contenida en la ganancia del diodo para ser usada como haz de retroalimentación, sino que a su vez ayuda a reducir el ancho de banda de emisión del sistema. Dos de las más grandes complicaciones que presenta esta configuración es el hecho de que su sistema seleccionador de onda modifica la longitud de la cavidad externa, y por ende los modos que son capaces de sostenerse en ella, y que su sistema de retroalimentación también va de la mano con el sistema de selección de longitud de onda, por lo cual resulta muy complicado modificar la longitud de emisión del láser sin afectar a estos dos últimos.

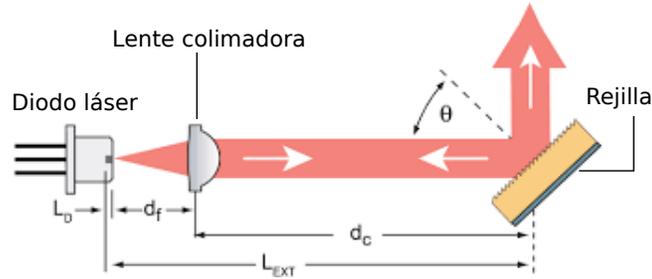


Figura 5.3: Se muestran las principales componentes de un láser de cavidad externa en configuración Littrow. Todas las distancias que juegan un papel relevante en el modo de emisión del láser son también exhibidas. Donde (L_D) es la longitud de la cavidad del diodo láser, (d_f) es la distancia de la parte frontal del diodo a la lente, (d_c) distancia de la lente a la rejilla y (L_{EXT}) es la distancia del diodo a la rejilla.

5.2. Configuración Cat-eye.

La configuración “Cat-eye” recibe su nombre debido a que en este diseño la cavidad externa esta formada por el diodo láser y el espejo de un retroreflector comúnmente conocido como “cat-eye”. El diseño más usual y las principales componentes de esta configuración se exhiben en la figura 5.4. En este sistema la selección de longitud de onda corre a cargo de un filtro dieléctrico de interferencia mientras que un sistema retroreflector, lente-espejo, completamente ajeno al filtro se encarga de la retroalimentación. Este desacoplamiento entre ambos sistemas trae consigo la gran ventaja de poder modificar la interacción de la luz con el filtro, y por ende la longitud de onda seleccionada, sin afectar la longitud de la cavidad externa ni la eficiencia de la retroalimentación.

En esta configuración, tal como lo muestra la figura 5.4, el diodo láser se coloca dentro de un tubo colimador para posteriormente encontrar el filtro dieléctrico de interferencia posicionado al ángulo que permita el paso de la longitud de onda en la que se desea emita el láser. Una vez seleccionada la longitud de onda el haz alcanza la primera lente plano convexa del sistema cat-eye. Esta lente se encarga de enfocar la luz a través del piezoeléctrico de anillo hasta el espejo semirreflejante posicionado a la distancia focal de la lente. El haz reflejado por el espejo será el que funcione como haz de retroalimentación, por su parte el haz transmitido encuentra posterior

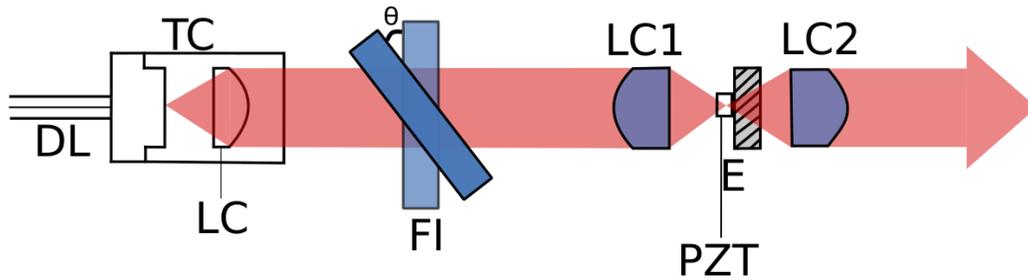


Figura 5.4: Láser de cavidad externa en configuración cat-eye. Se muestran las componentes fundamentales del sistema. Diodo láser (DL), tubo colimador y lente de colimación, (TC) y (LC) respectivamente, filtro de interferencia dieléctrico (FI), las lentes del sistema cat-eye (LC1) y (LC2), espejo (E) y piezoeléctrico (PZT)

al espejo una segunda, e idéntica, lente planoconvexa, la cual al ser posicionada a una distancia de $2f$ con respecto de la primera lente y al ser rotada 180° para recibir la luz por el lado opuesto a la primera servirá como una lente de colimación para el haz de salida.

5.2.1. Retrorreflector Cat-eye.

Un retrorreflector “Cat-eye“ es un sistema óptico cuyo funcionamiento principal es devolver un haz de luz paralelo al haz incidente pero en dirección contraria. El sistema se puede construir empleando una lente convergente y un espejo, o bien, un par de espejos. Un ejemplo de ambas configuraciones se muestra en la figura 5.5. En el presente trabajo se empleó un sistema lente-espejo.

Para tener una retroalimentación óptima en un LCE es necesario que el haz que regresa al diodo lo haga por un camino lo más parecido posible a la trayectoria descrita por la luz cuando esta va desde el diodo hasta el elemento reflector de la cavidad externa, en este caso el espejo del cat-eye. Las propiedades ópticas del cat-eye pueden ser entonces más que explotadas para construir un buen sistema de retroalimentación láser. [9, 12]

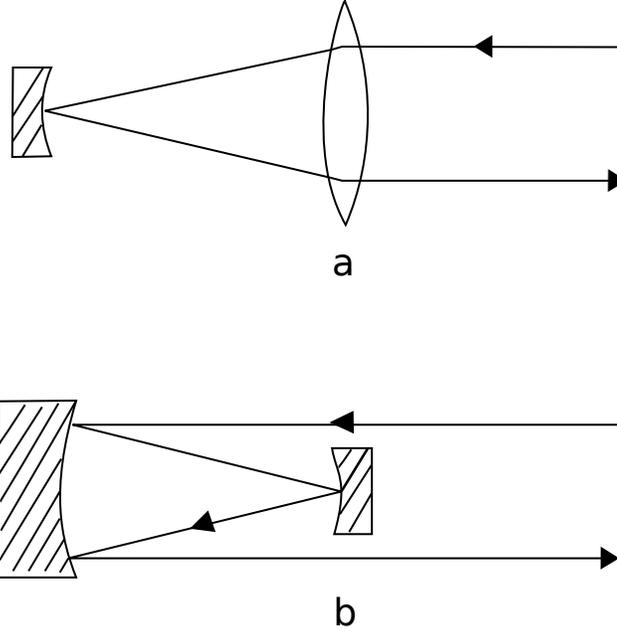


Figura 5.5: Diferentes tipos de retroreflectores Cat-eye. El caso (a) muestra el sistema lente-espejo, mientras que en el (b) se puede observar aquél constituido por un par de espejos.

El análisis para determinar la distancia a la que debe ser posicionado el espejo respecto de la lente del cat-eye para lograr su óptimo funcionamiento se puede realizar de manera muy sencilla utilizando matrices de rayos paraxiales [3]. Supóngase un sistema óptico formado por una lente delgada de distancia focal f y un espejo con curvatura R a una distancia d de la lente. Ver figura 5.6 (a). Un rayo pasa a través de la lente con altura (radial) r_i y pendiente r'_i para ser posteriormente reflejado por el espejo y regresar nuevamente a la lente. El rayo reflejado saldrá entonces de la lente con altura r_0 y pendiente r'_0 . La matriz del sistema será aquella resultante del producto de las matrices de cada parte del trayecto del haz, se tiene entonces:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

De donde se obtiene el sistema:

$$A = 1 - \frac{2d}{R} - \frac{2d}{f} + \frac{2d^2}{fR}$$

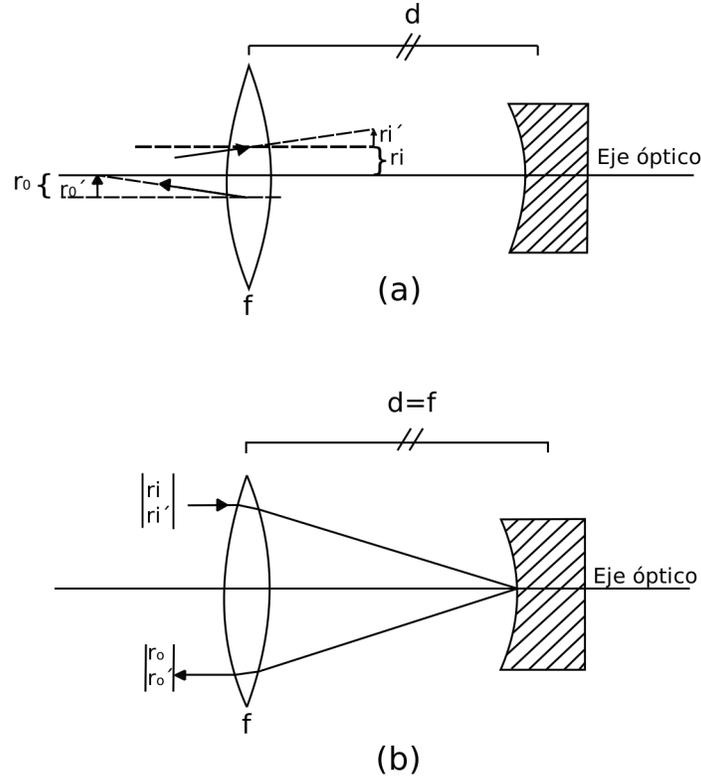


Figura 5.6: (a) Trazado de rayos para un retrorreflector lente-espejo posicionado a una distancia arbitraria d . Rayos de entrada y salida cuando la separación entre la lente y el espejo es idéntica a la distancia focal de la lente (b).

$$B = 2d - \frac{2d^2}{R}$$

$$C = -\frac{2}{f} - \frac{2}{R} + \frac{4d}{fR} + \frac{2d}{f^2} - \frac{2d^2}{f^2R} \quad (5.4)$$

$$D = 1 - \frac{2d}{f} - \frac{2d}{R} + \frac{2d^2}{fR}$$

Si se busca que el sistema satisfaga la definición de un retrorreflector se debe cumplir,

$$r'_0 = -r'_i, \quad (5.5)$$

y esto pasa si y sólo si se tiene:

$$\begin{aligned} C &= 0 \\ D &= -1 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Por lo que la solución que satisface el sistema de ecuaciones 5.4 y las condiciones impuestas en 5.6 es entonces:

$$d = f \tag{5.7}$$

Por tanto si se coloca el espejo a una distancia igual a la distancia focal de la lente se obtendrá entonces un haz reflejado exactamente al mismo ángulo, pero en sentido opuesto, que el ángulo del rayo incidente. Ver figura 5.6 (b).

5.2.2. Filtros dieléctricos.

Un filtro de interferencia dieléctrico está formado por una serie de multicapas de materiales dieléctricos con diferentes índices de refracción, tal como se muestra en la figura 5.7. El funcionamiento de estos filtros se basa en aprovechar las transiciones o fronteras entre dichas capas, las cuales, generarán en cada interfaz una onda reflejada y una onda transmitida. Un análisis detallado de estas ondas utilizando los coeficientes de Fresnel permite mostrar como a incidencia normal uno puede tener un máximo o un mínimo en la transmitancia si el grosor de cada capa de material dieléctrico es de $\lambda_0/4$, con λ_0 la longitud de onda de la onda incidente, y como el porcentaje de la transmitancia depende de los tres índices de refracción que estén involucrados en el proceso. [10] Ahora bien, si la incidencia no es normal a la superficie el camino óptico que recorre la luz dentro de cada interfaz varia con el ángulo y, por tanto, la longitud de onda que es capaz de sostenerse dentro de las cavidades formadas por las capas del filtro, y por ende aquella que será transmitida, resulta ser una longitud de onda distinta a la incidencia a cero grados. Se puede mostrar que la longitud de onda que

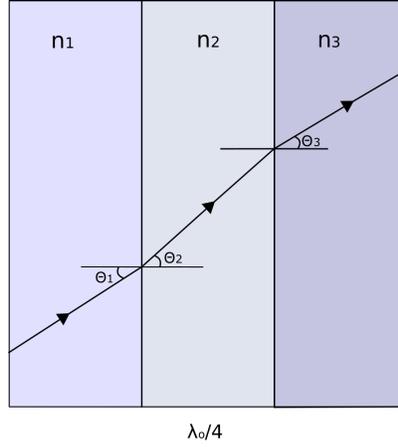


Figura 5.7: Propagación de un haz a través de distintos materiales dieléctricos.

será transmitida es descrita por la ecuación:

$$\lambda(\theta) = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\text{sen}(\theta)}{n_{eff}}\right)^2}. \quad (5.8)$$

Donde λ_0 es la longitud central de emisión del láser, θ el ángulo de incidencia con respecto a la normal del filtro y n_{eff} el índice efectivo del filtro especificado por el fabricante[21].

La figura 5.8 muestra la reflectividad para distintos valores de n_2 como función del grosor de las capas para n_1 y n_3 fijos. Se observa claramente como los mínimos en la reflexión, y por ende máximos en la transmisión, se dan con $n_1 < n_2 < n_3$ y para grosores que van como múltiplos enteros de $\frac{\lambda}{4}$.

Tal como se describe en [21] la frecuencia de emisión de un LCE en configuración cat-eye se ve afectada por diversos factores tales como el perfil de ganancia del semiconductor (G_D), las funciones de transmisión tanto de la cavidad del diodo y la cavidad externa, T_D y $T_{Cavidad}$ respectivamente y por la función de transmisión del elemento dispersivo, en este caso el filtro dieléctrico T_{Filtro} . La función de transmisión total, T_{Total} , es el resultado del producto de estos cuatro factores.

$$T_{Total} = G_D T_D T_{Cavidad} T_{Filtro} \quad (5.9)$$

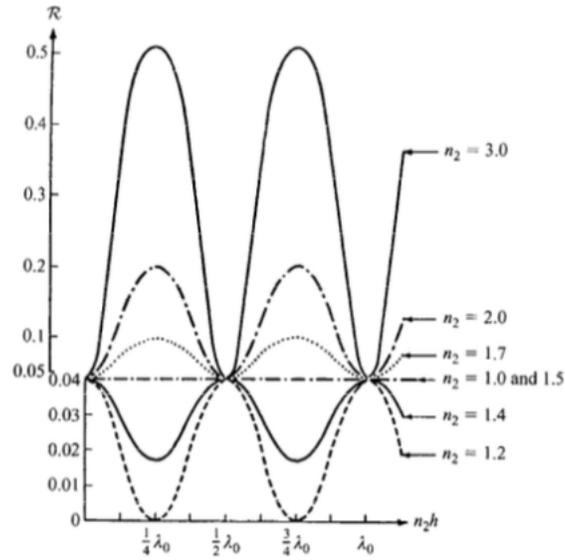


Figura 5.8: Reflectividad para distintos valores de n_2 como función del grosor de las capas para n_1 y n_3 fijos [10]

El láser oscilará entonces en la frecuencia en que el producto de estos factores se maximice.

La figura 5.9 muestra una comparación entre los factores involucrados en la longitud de emisión y como la combinación de todos estos genera un modo preferencial de emisión.

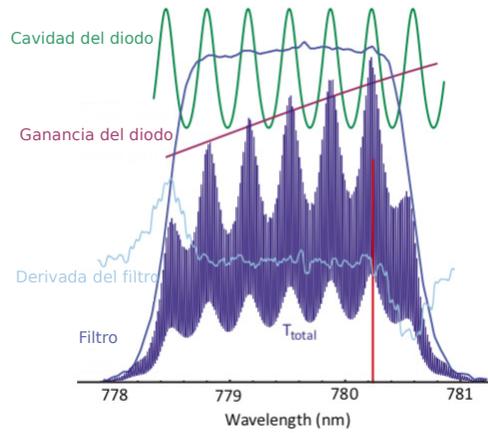


Figura 5.9: Contribución de cada una de las ganancias y funciones de transmisión para generar la emisión preferencial del sistema. Cálculo realizado para $\lambda_D = 783\text{nm}$, rotado para 779.5nm ($\theta = 14.5^\circ$), $n = 3.5$, $L_D = 0.25\text{mm}$, $L_{cavity} = 30\text{mm}$, $r_1 = 0.85$, $r_2 = 0.15$ y $R_{cavidad} = 1.0$. Donde λ_D es la emisión preferencial del diodo, n es el índice de refracción del semiconductor y r_1 y r_2 son los coeficientes de amplitud de reflexión de las facetas trasera y frontal del diodo. Para mayor detalle véase [21].

Capítulo 6

Diseño y componentes de la cavidad externa del láser.

6.1. Control de temperatura.

Dado que la longitud de onda en la que emite un diodo láser es función de la temperatura es necesario contar con un sistema de control que permita mantener la temperatura del sistema lo más estable posible [7]. Para lograr dicho control se utiliza un sistema como el mostrado en la figura 6.1. El diodo, previamente montado en el tubo colimador, es empotrado dentro de un cubo de cobre que sirve como primer disipador de calor, se utiliza cobre debido a su gran conducción térmica, el cubo es entonces colocado sobre la cara de enfriamiento de una celda peltier que ha sido previamente cubierta con una capa de pasta especialmente diseñada para mejorar la conducción térmica. Finalmente el peltier es colocado sobre un bloque de aluminio significativamente más masivo que el resto del sistema, el cual fungirá como reservorio térmico para disipar el calor hacia la mesa. Para monitorear la temperatura a la que se encuentra el diodo se realizó una perforación en la cara opuesta a la cual se empotró el tubo colimador con la intención de colocar un termistor lo más cerca del diodo como fuera posible. La lectura de temperatura realizada por el termistor es enviada al controlador el cual, dependiendo del valor que reciba, mandará al peltier una corriente en el sentido adecuado ya sea para calentar o enfriar el sistema según

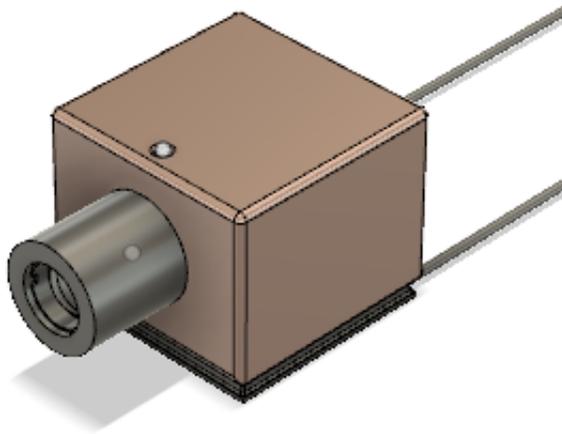


Figura 6.1: Sistema de control de temperatura.

se requiera.

6.2. Diodo láser y tubo de colimación.

Como ya se mencionó se busca un láser que sea capaz de estimular la transición D2 en átomos de rubidio, es decir, que sea capaz de emitir fotones con una longitud de onda de 780.24 nm, se desea también que el láser tenga una potencia de al menos 50 mW estando en sintonía con la transición, es por ello que se decidió usar los diodos L785P90 de Thorlabs pues, de acuerdo a sus hojas de especificaciones, los diodos tienen una emisión centrada en 785 nm y pueden emitir hasta 90 mW de potencia a una corriente típica de operación de 120 mA (caracterización realizada a 25°C), lo cual los vuelve buenos candidatos para ser la fuente de luz del sistema. Los diodos se encuentran conectados a un adaptador SR9B-DB9 de la compañía Thorlabs el cual, entre otras cosas, posee un socket diseñado para recibir diodos con una configuración de pines tipo C, justo la configuración de los diodos L785P90, facilitando con ello la conexión con la fuente de control, el cable cuenta también con un circuito impreso diseñado para prevenir que el diodo sufra daños por exceso de voltaje. Es bien sabido que los diodos láser presentan una gran divergencia en su emisión, es por eso que se



Figura 6.2: Filtro dieléctrico seleccionador de longitud de onda.

emplea un tubo colimador LT110P-B para colimar el haz. Hay que recordar que la colimación del haz resulta de gran importancia pues es una condición necesaria para el correcto funcionamiento del retroreflector.

6.3. Filtro dieléctrico.

El filtro dieléctrico utilizado es el modelo 785 nm BPF de la compañía Iridian Spectral Technologies. Este filtro posee un ancho de banda de 3 nm y presenta transmisión de 785 nm a incidencia normal y , de acuerdo a su hoja de especificaciones, cuenta con una transmitancia mayor al 90 %. La montura CP01 de Thorlabs además de brindar soporte y estabilidad al filtro es también la encargada de proporcionar el ajuste grueso del ángulo con que incide el haz en la cara del filtro que recibe la luz, el ajuste fino del ángulo corre a cargo de la montura MK05, también de Thorlabs, la cual cuenta con tres tornillos milimétricos que proporcionan un movimiento de 13.4 mrad/rev. En la figura 6.2 se pueden observar las monturas del filtro unidas al sistema de control de temperatura.

6.4. Cat-eye.

Las piezas que se empearon para formar el retroreflector cat-eye fueron dos lentes plano convexas C280TMD-B con distancia focal de 18.4 mm, un espejo semirreflejante

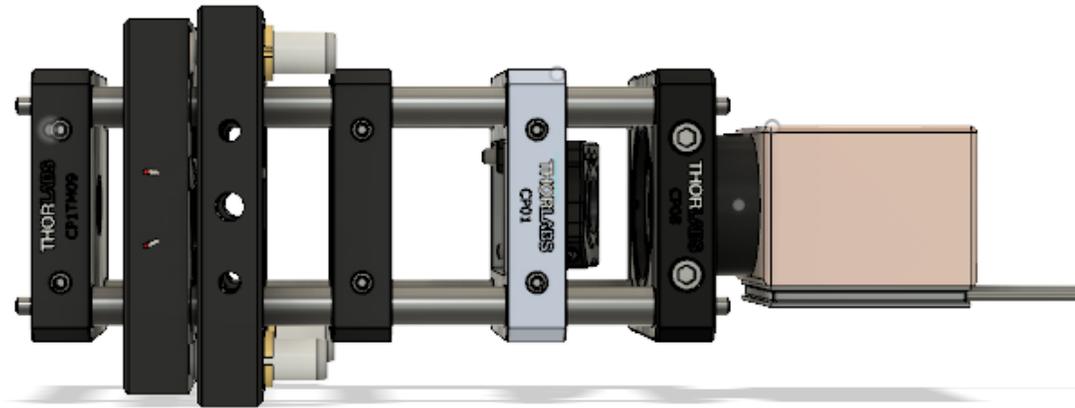


Figura 6.3: Ensamble completo del sistema.

modelo PR1-800-30-0525 de la compañía CVI Laser Optics el cual, de acuerdo al fabricante, cuenta con una relación transmitancia/reflexión de 70 %/30 %. Dado que el espejo será el elemento óptico que, junto con el diodo, forme la cavidad resonante este fue colocado en una montura KC1-T la cual cuenta con tres tornillos micrométricos que permiten modificar de manera muy fina tanto la distancia que existe con respecto del diodo como también el ángulo con el que incide el haz en el espejo. Para el soporte de las lentes se utilizaron un par de monturas CP1TM09, estas monturas poseen, al igual que la montura del espejo y la del filtro seleccionador de onda, un orificio en cada una de sus esquinas posicionado de tal manera de que si se hace pasar una varilla a través de cada uno de ellos entonces las monturas, y por ende los elementos ópticos que sostienen, compartirán el mismo eje óptico tal como se muestra en la figura 6.3.

6.5. Piezoeléctrico

Para el ajuste fino en la longitud de la cavidad se decidió utilizar un piezoeléctrico [PZT] de disco modelo PA44LEW. Este posee un diámetro externo de 8.3 mm y un diámetro interno es de 3 mm, su voltaje de operación es de 0-150 V y posee una resolución de $2.6\mu\text{m}$. El PZT se pegó a una de las caras del espejo semireflejante. La figura 6.4 muestra su posición en el sistema láser.

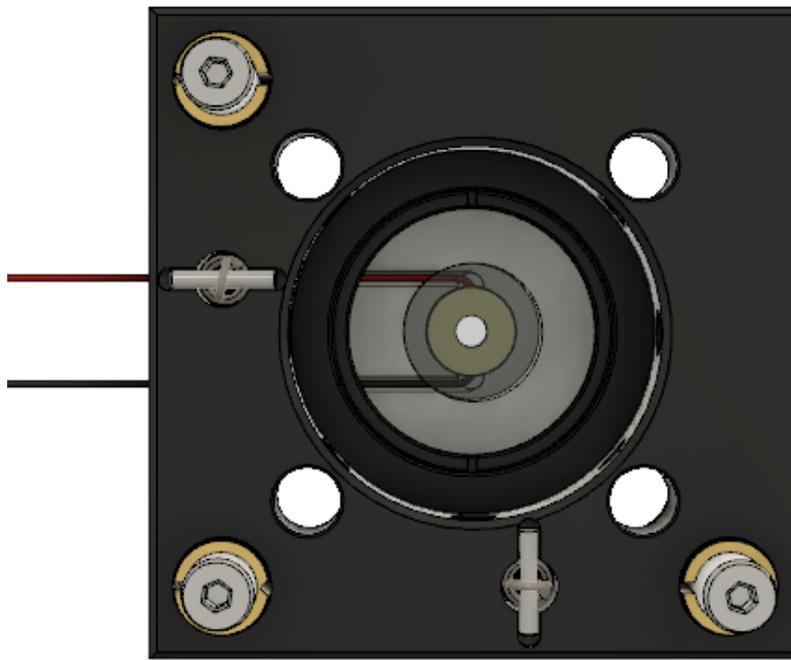


Figura 6.4: Vista frontal del PZT pegado al espejo semireflejante.

Capítulo 7

Optimización y caracterización del sistema láser.

En este capítulo se muestran las curvas de caracterización realizadas con dos controladores distintos para una terna de diodos. Se realiza un registro de la potencia que son capaces de emitir como función de la corriente así como también de la longitud de onda en la que emiten cuando se varía la temperatura de operación del sistema. Cada una de estas caracterizaciones se realiza tanto en modo libre como con el diodo dentro de la cavidad externa. Los dos controladores que se utilizaron son un consola LightWave (LW) y un controlador MOGlabs (ML). Se presenta una comparativa entre el desempeño logrado por cada diodo con cada una de las fuentes y se identifica la pareja diodo-driver que optimiza el funcionamiento sistema. Una vez identificada la pareja óptima se realizaron mediciones sobre el tamaño del spot y se identificaron las ventanas de sintonía del diodo para distintas temperaturas, verificando en cada una de estas si se contaba con emisión en un solo modo o en multimodo. Se obtiene también una cota superior para el ancho de banda del diodo y de la capacidad de sintonía del sistema, es decir, el rango de longitudes de onda en que el láser puede emitir cuando se varía el ángulo de incidencia en el filtro.

7.1. Caracterización de las distintas configuraciones.

7.1.1. Corriente contra potencia en modo libre.

La primera caracterización se realiza con los diodos en modo libre, es decir, se caracteriza la emisión justo a la salida del tubo colimador. Se cuenta con tres diodos los cuales están etiquetados con los número 1, 2 y 4, por lo que se utilizarán estos mismos números para diferenciarlos a lo largo de este trabajo. Para la caracterización de la potencia como función de la corriente se utiliza un medidor de potencia el cual se programa para realizar mediciones en la longitud adecuada, 780 nm en este caso. Un visor en el infrarrojo y una tarjeta fluorescente se utilizan como apoyo para asegurar que el spot completo, o la mayor parte posible, impacte dentro del sensor. La figura 7.1 muestra la potencia que es capaz de emitir cada uno de los diodos cuando son alimentados por el controlador LW mientras que la figura 7.2 muestra las potencias obtenidas al utilizar la consola MOGlabs. En la primera de ellas se puede apreciar como el diodo 1 presenta una corriente umbral cercana a los 32 mA y es capaz de emitir 42 mW a 73 mA. No fue posible suministrar una corriente mayor a 73 mA pues a esta corriente se alcanza un voltaje de 2.3 V, siendo este el valor máximo que recomienda el fabricante aplicar al diodo. La curva del diodo 2 es prácticamente una réplica de la curva del diodo 1 con la diferencia de que para este diodo la corriente máxima que se puede suministrar antes de alcanzar el límite de voltaje es de 77 mA, lo cual se traduce en una potencia de 47 mW. La curva del diodo 4 se destaca de entre las tres pues no sólo presenta una corriente umbral considerablemente menor a los otros dos diodos, al rededor de los 17 mA, sino porque resulta ser el diodo capaz de emitir la mayor potencia llegando a los 53 mW a una corriente de 80 mA.

Por su parte la figura 7.2 muestra las potencias como función de la corriente para los diodos 1 y 2 utilizando el controlador MOGlabs. No fue posible caracterizar el diodo 4 con la consola de MOGlabs pues en un intento de suministrar una corriente superior a los 80 mA, corriente a la que alcanzaba los 2.3 V, el diodo sufrió daños que repercutieron en su potencia de emisión y en su ancho de banda, razón por la cual solo se cuenta con la caracterización realizada con el sistema LW.

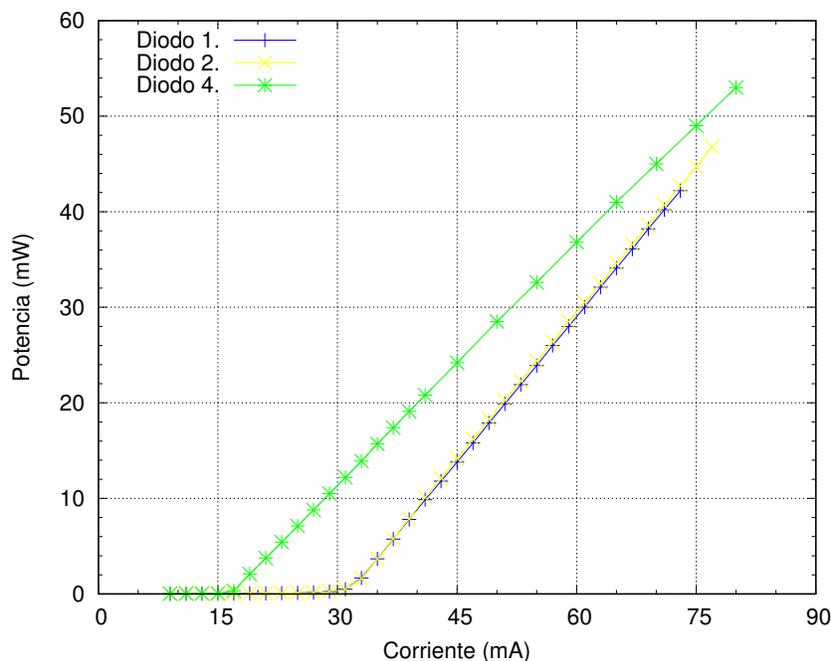


Figura 7.1: Curvas de Corriente vs Potencia para los tres diodos usando el controlador LightWave.

Tabla 7.1: Corriente y potencia máxima, (CM) y (PM) respectivamente, alcanzada por cada uno de los diodos utilizando distintos controladores.

Diodo	CM LW [mA]	CM ML [mA]	PM LW [mW]	PM ML [mW]
1	73	81	42.2	52.7
2	77	81	46.8	51
4	80	-	53	-

Una de las primeras diferencias que se identifica entre los controladores es el hecho de que la consola de MOGlabs permite suministrar una mayor corriente antes de alcanzar el voltaje máximo. En esta ocasión a ambos diodos se les logró suministrar una corriente de 81 mA y alcanzar, en ambos casos, potencias por encima de los 50 mW . Las corrientes umbrales por su parte no variaron significativamente respecto a los valores encontrados utilizando el sistema LW.

El cuadro 7.1 muestra una comparativa entre los valores obtenidos para cada uno de los controladores.

En definitiva los resultados de la primera caracterización de potencia no son para nada lo que se esperaba, pues de acuerdo con la información incluida por Thorlabs

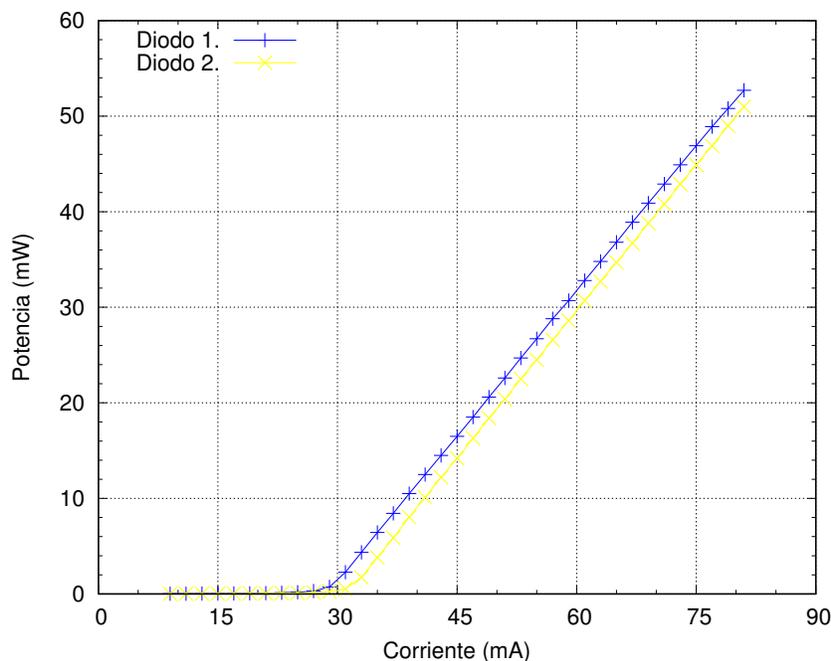


Figura 7.2: Corriente vs Potencia de los tres diodos usando el controlador MOGlabs.

en las hojas de especificaciones, los tres diodos debería ser capaces de emitir hasta 90 mW de potencia a 120 mA. Sin embargo, tal como exhiben las gráficas, todos ellos quedaron muy por debajo de dicha potencia. Dado que se busca un sistema que sea capaz de emitir al menos 50 mW de potencia la consola de MOGlabs comienza a posicionarse como una mejor opción pues permite, aún siendo una diferencia apenas de 6 mW, una mayor potencia de emisión.

7.1.2. Corriente contra longitud de onda modo libre.

Las figuras 7.3 -7.5 muestran la respuesta de la longitud de onda en la que emite el diodo como función de la corriente que se suministra para distintas temperaturas de operación. En cada una de ellas se utiliza el color verde para caracterizar el sistema a una temperatura de 19 °C, el azul para el comportamiento a 18 °C y el rojo para los 17 °C. Para identificar la longitud de emisión se utilizó el programa Ocean Optics, el cual es capaz de resolver la longitud de onda de emisión hasta la centésima de nm. Las regiones de corriente en las cuales se realizaron las caracterizaciones varía ligeramente dependiendo del diodo y del controlador pues los datos se comenzaban a

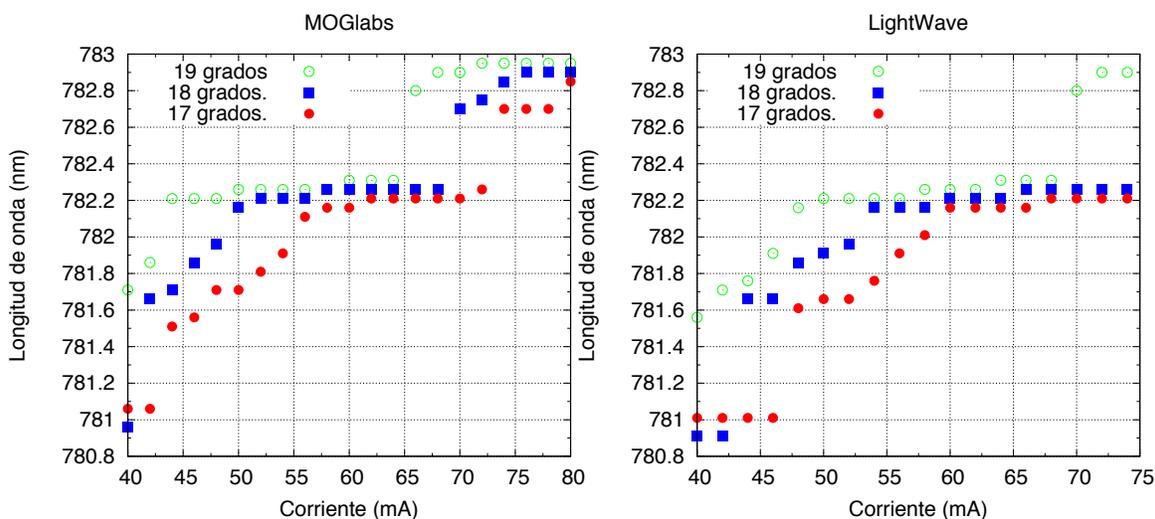


Figura 7.3: Corriente vs longitud de onda diodo 1 en modo libre para distintas temperaturas con MOGlabs (izquierda) y LW (Derecha).

tomar en cuanto existiera un modo de emisión claramente dominante.

En el caso del diodo 1 se observa como su longitud de onda de emisión en modo libre esta acotada entre 780.96 nm y 782.95 nm usando el controlador ML, figura 7.3 (a), y por 781.01 nm y 782.90 nm al emplear la consola LW, figura 7.3 (b). Una clara tendencia a una emisión en una longitud de onda mayor conforme se incrementa la temperatura es evidente en ambos casos. La única diferencia significativa que se logra apreciar en cuanto al uso de los distintos controladores se manifiesta en corrientes mayores a 70 mA ya que al usar el sistema de MOGlabs se obtiene una emisión con longitud de onda mayor a 782.4 nm para todas las temperaturas, mientras que al emplear el LW dicha longitud sólo es superada cuando el sistema opera a 19 °C. Sin embargo, para ambos controladores se tiene una clara ventana de emisión delimitada por los 780.8 y los 783 nm.

En el caso del diodo 2, figura 7.4, se tiene un rango de emisión delimitado por 781.6 y 783.2 nm para el caso del control con el LW y por 781.8 y 783.8 nm en el caso de MOGlabs, siendo estas ligeramente mayores a las mostradas por el diodo 1. Prestando atención a los valores obtenidos para la región delimitada entre los 70-75 mA se puede observar nuevamente como el diodo emite en longitudes de onda mayores al usar el sistema de control de MOGlabs (izquierda), pues para dicha región todos los valores

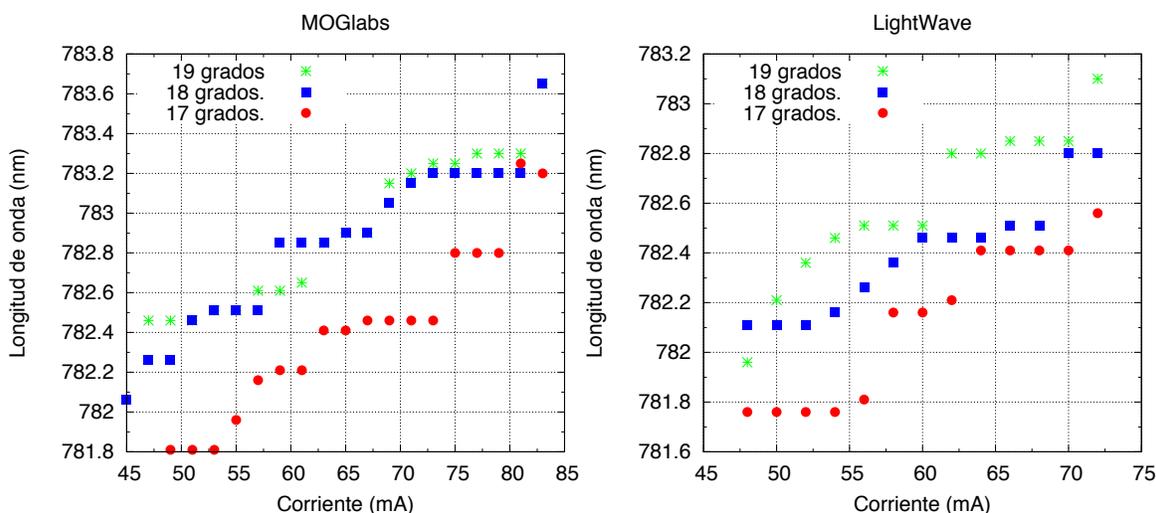


Figura 7.4: Corriente vs longitud de onda diodo 2 en modo libre para distintas temperaturas con MOGlabs (izquierda) y LW (derecha).

Tabla 7.2: Longitud de onda mínima (Min) y máxima (Max) de cada uno de los diodos con los distintos controladores.

Diodo	Min LW [nm]	Max LW [nm]	Min ML [nm]	Max ML [nm]
1	781.01	782.90	780.96	782.95
2	781.76	783.10	781.81	783.65
4	783.65	788.34	-	-

obtenidos para 18 y 19 °C se encuentran por encima de los 783 nm, mientras que, para la misma región, al usar el controlador LW sólo uno de los datos obtenidos se encuentra por encima de dicho valor.

El diodo 4, véase figura 7.5, vuelve a destacar entre la terna de candidatos pues su longitud de onda de emisión más baja se encuentra por encima de los valores más altos registrados para el otro par de diodos. En esta ocasión tenemos una región de longitudes de onda delimitadas por 783.65 y 788.34 nm. Esto coloca al diodo 4 no solo como aquel con la mayor potencia en modo libre sino también como el diodo con la longitud de onda de emisión más alta.

La tabla 7.2 reúne y exhibe la longitud de onda máxima y mínima en la que emite cada uno de los diodos con los distintos controladores. De aquí se observa que el diodo con la emisión mas cercana al valor de la longitud de onda necesaria para estimular la transición D2 del Rubidio, 780.24 nm, es el diodo 1, el diodo 2 se posiciona como

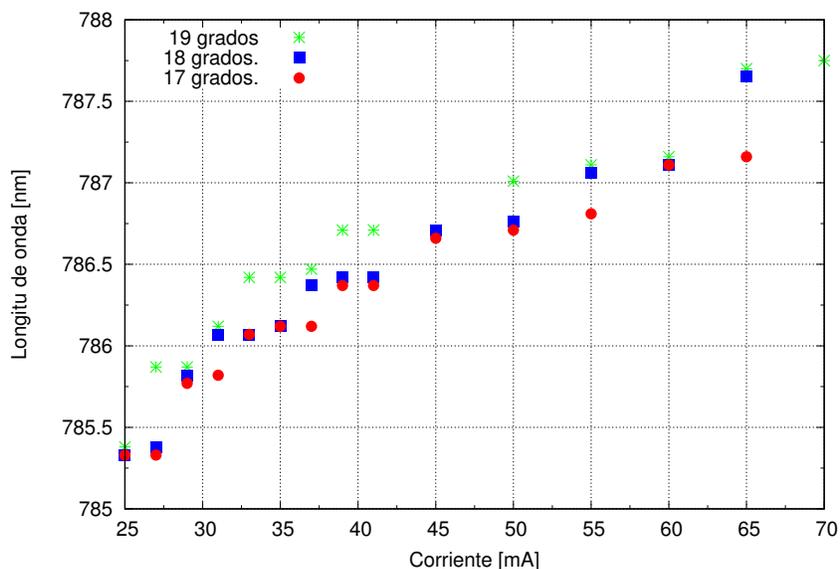


Figura 7.5: Corriente vs Longitud de onda diodo 4 en modo libre con LW.

el segundo más cercano y el 4 como el más alejado.

7.1.3. Corriente contra potencia con cavidad externa.

Una vez caracterizados los diodos en modo libre se comenzaron las pruebas con los diodos dentro de la cavidad externa. Las figuras 7.6-7.8 muestran la caracterización de la potencia como función de la corriente. En todas ellas se muestra una curva azul y una roja, la azul muestra el comportamiento del diodo en modo libre mientras que la roja muestra los valores que se obtienen al colocarlo dentro de la cavidad externa.

Observando las gráficas correspondientes al diodo 1, figura 7.6, se puede observar una ligera disminución en el valor de la corriente umbral, señal de que existe una retroalimentación debida a la presencia de la cavidad externa en el sistema, y una evidente reducción en el valor de la pendiente de la curva. Similar a lo visto en la caracterización en modo libre los datos obtenidos con la cavidad externa presentan un comportamiento lineal tras superar la corriente umbral, interrumpido en algunas partes por la presencia de algunos saltos de modo. La gráfica 7.6 (a) muestra el comportamiento de la potencia al usar el controlador ML, por su parte 7.6 (b) muestra el desempeño del diodo al emplear el sistema LW. Nuevamente el sistema de MOGlabs

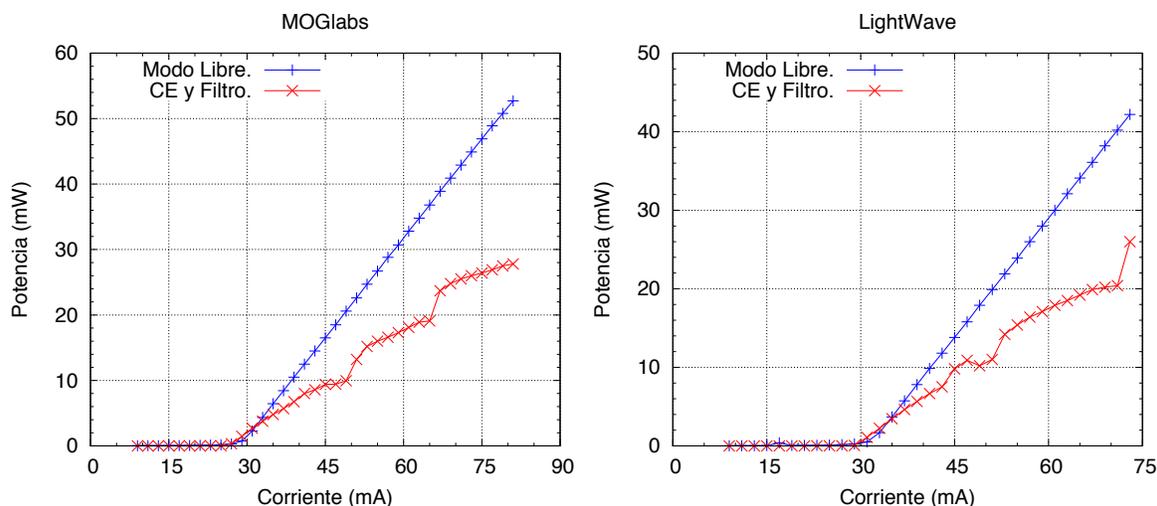


Figura 7.6: Corriente vs Potencia para el diodo 1 en modo libre (azul) y con cavidad externa (rojo) usando la consola de MOGlabs (izquierda) y LW (derecha).

es el que permite un mayor suministro de corriente al diodo lo que se traduce, de igual manera, en mayor potencia. Sin embargo, en ambos casos la potencia máxima dentro de la cavidad se reduce a poco más del 50 % de la potencia alcanzada en modo libre. Esto nos posiciona en un panorama mucho más complicado en la búsqueda de un sistema capaz de emitir los 50 mW que se pretende alcanzar.

La reducción en el valor de la corriente umbral para el diodo 2 es significativamente mayor que la lograda con el diodo 1, siendo esta cercana a los 10 mA. Se observa también una tendencia mucho más lineal, o libre de saltos de modo, con respecto al desempeño del diodo 1. De igual manera las potencias alcanzadas por el sistema rondan el 60 % de las potencias registradas en modo libre.

Los resultados del diodo 4 fueron sin lugar a dudas los más extraños de los tres, pues como se observa en la figura 7.8 este diodo no presenta un comportamiento lineal sino de una curva que alcanza su máximo a los 35 mA y comienza a disminuir de manera medianamente simétrica con respecto a los valores de subida. Cabe recordar que el diodo 4 fue el que presentó la mejor relación corriente-potencia en modo libre de entre los tres diodos. Sin embargo, se vuelve evidente que su desempeño al agregar la cavidad externa es, sin lugar a dudas, el peor de todos pues apenas es capaz de alcanzar los 8 mW de potencia, sin mencionar que a partir de los 50 mA el filtro no permite

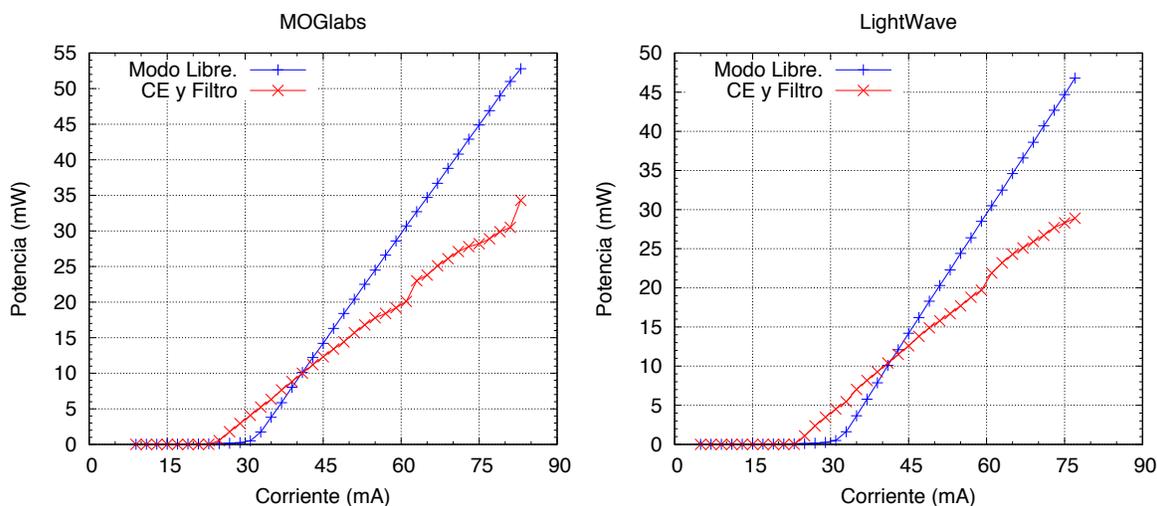


Figura 7.7: Corriente vs Potencia para el diodo 2 en modo libre (azul) y con cavidad externa (rojo) usando la consola de MOGlabs (izquierda) y LW (derecha).

más el paso de luz. La figura 7.8(b) muestra un acercamiento al comportamiento de la potencia del diodo una vez que este fue colocado dentro de la cavidad.

La corriente a la cual la potencia comienza a disminuir es de 37 mA. A dicha corriente el diodo tiene una emisión centrada en 786.37 nm, hay que resaltar que ninguno de los otros dos diodos alcanza dicha longitud de onda para ninguna corriente a ninguna de las temperaturas de operación aquí caracterizadas, por lo cual no podemos asegurar que esto sea un comportamiento exclusivo de este diodo o bien un fenómeno que presentaría cualquiera diodo cuya emisión alcance longitudes de onda superiores a los 786 nm.

7.1.4. Regiones de sintonía.

Una vez caracterizada la potencia de los diodos lo siguiente por hacer era identificar cuales de ellos eran capaces de sintonizar la transición deseada, la línea D2 del Rb, y cuanta potencia es capaz de emitir cada uno de los diodos en dichas regiones.

Se encontró que los diodos 1 y 4 presentan dos ventanas de sintonía con la transición deseada mientras que el diodo 2 muestra 3 regiones. El cuadro 7.5 muestra el número de regiones y la potencia correspondiente que es capaz de emitir el láser en cada una de ellas al utilizar los diferentes diodos.

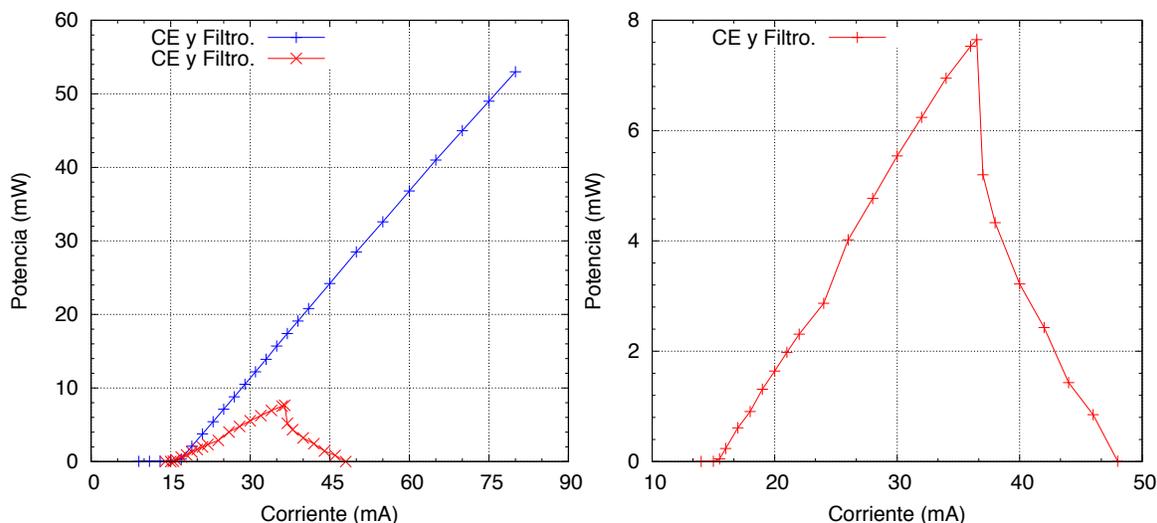


Figura 7.8: Corriente vs Potencia diodo 4 en modo libre y con cavidad externa.

Tabla 7.3: Potencia obtenida en sintonía con la transición.

Diodo	Pot. Región 1 [mW]	Pot. Región 2 [mW]	Pot. Región 3 [mW]
1	12	27.1	—
2	5.12	15.7	30.6
4	2.31	7.65	—

7.1.5. Capacidad de sintonía

En esta sección se presenta la capacidad de sintonía que tiene cada uno de los diodos, es decir, las longitudes de onda en las que el sistema láser puede emitir al variar el ángulo de incidencia de la luz en el filtro. La figura 7.9 muestra las longitudes de onda alcanzadas por los diodos 1 y 2, desafortunadamente el diodo 4 ya había sido dañado para cuando se realizaron estas pruebas por lo cual no hace presencia en esta caracterización. Como se puede ver el diodo 2 es capaz de emitir en una región mucho más amplia que el diodo 1, abarcando una zona de casi 14 nm de sintonía la cual va desde los 769.97 nm hasta los 783.7 nm. Esto exhibe el claro desacoplamiento de la selección de longitud de onda con el sistema de retroalimentación, una de las ya mencionadas ventajas de la configuración cat-eye, pues en ningún momento el hecho de cambiar la longitud de emisión tuvo repercusiones en la retroalimentación del sistema. Aquí el diodo 2 se vuelve a mostrar como el mejor candidato para el sistema

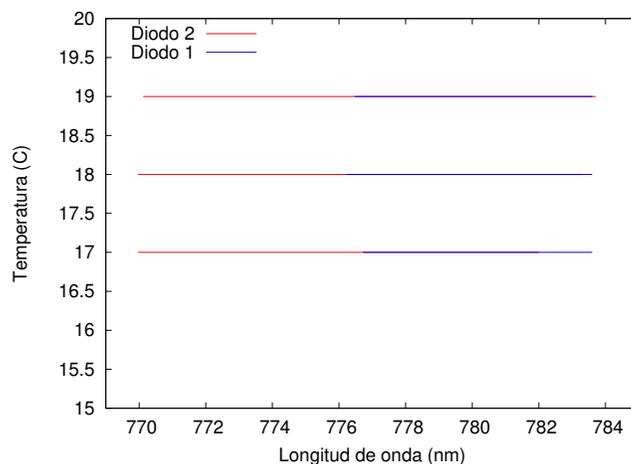


Figura 7.9: Capacidad de sintonía de los diodos alimentados por la consola MOGlabs.

dado que no solo es el diodo con mejor desempeño en relación corriente-potencia dentro de la cavidad sino que es además aquél con el rango de sintonía más amplio. Si bien la capacidad de sintonía no juega un papel fundamental en que el sistema láser desempeñe de mejor o peor manera la tarea para la cual fue específicamente diseñado, estimular la transición D2, sí es, sin lugar a dudas, un extra en el sentido de las posibles aplicaciones que se le pueda dar al láser.

Tabla 7.4: Longitud de onda máxima y mínima que son capaces de emitir los diodos dentro de la cavidad externa.

Diodo	Long. de onda mínima [nm]	Long. de onda máxima [nm]	Rango de emisión [nm]
1	776.22	783.6	7.38
2	769.97	783.7	13.73

7.2. Comparativa entre los sistemas de control.

Los resultados obtenidos hasta este momento parecen suficientes para poder elegir a uno de los diodos como la fuente de luz óptima para el sistema láser. La figura 7.10(a) muestra la potencia que es capaz de emitir cada uno de los diodos dentro de la cavidad externa y al ser alimentados por el controlador de MOGlabs, por su parte la figura 7.10 (b) muestra las potencias al usar el sistema LightWave. En ambos casos se aprecia

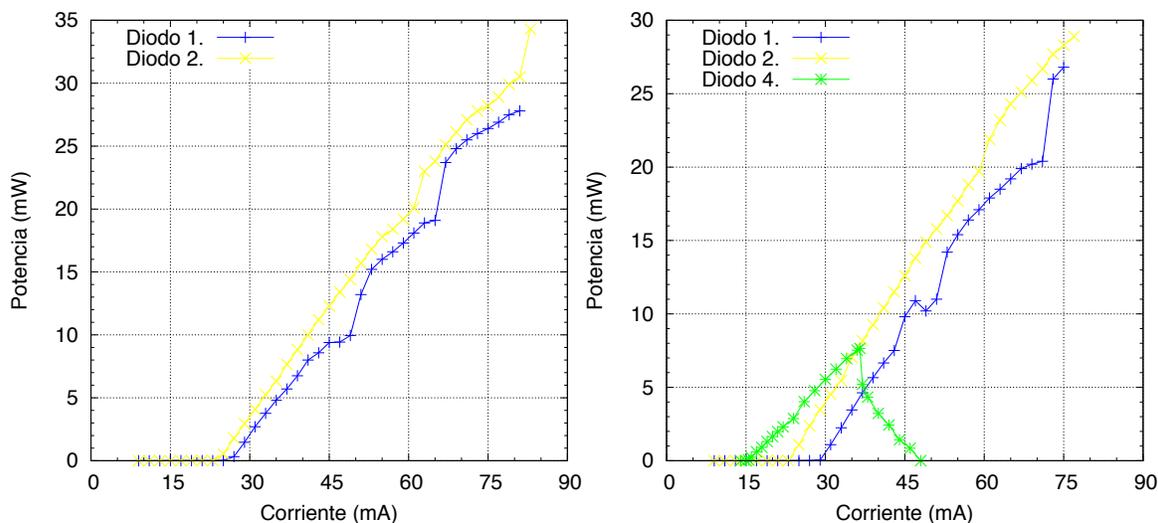


Figura 7.10: Comparativa de las curvas de Corriente vs Potencia usando MOGlabs (izquierda) y LightWave (derecha) .

como el diodo 2 presenta el mejor desempeño, no solo por ser aquel que alcanza las potencias más altas con cualquiera de los dos controladores sino, además, por ser el que exhibe un comportamiento más limpio de saltos de modo. Una de las principales cualidades que se busca en el sistema es la capacidad de emitir altas potencias en sintonía con la transición, por lo que observando la tabla 7.3 se puede notar como el diodo 2 no sólo es aquel con el mayor número de ventanas de sintonía sino que es también el diodo que presenta la mejor potencia en resonancia con la transición, todo esto lo posiciona sin lugar a dudas como el mejor de los tres candidatos.

Ahora bien, para elegir el controlador adecuado hay que tomar en cuenta que las ventanas de emisión del diodo 2 no varían de manera significativa de un driver a otro, se tiene un rango de emisión que va de 781.76 a 783.10 nm usando el LW y uno que va de 781.81 a 783.65 nm usando el ML. Esto permite inclinarse por el sistema de MOGlabs pues si bien al usar dicho controlador se tiene una emisión en longitudes de onda ligeramente mayores con respecto a cuando se usa el sistema LW la potencia que presenta en resonancia con la transición es mejor cuando se utiliza la consola de MOGlabs. A las cualidades que presenta el diodo 2 respecto de los otros diodos hay que agregar el considerable rango de emisión que presenta lo cual, como ya se mencionó antes, lo vuelve un sistema con mucho mayores posibilidades de uso.

7.2.1. Monitoreo de la emisión del diodo 2 usando un Fabry-Perot,

Como ya se mencionó el diodo 2 presenta 3 regiones de sintonía con la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ de los isótopos de Rubidio. La primera de ellas se localiza al rededor de los 33.36 mA, el valor exacto al que se localiza puede variar ligeramente dependiendo de la temperatura del cuarto o debido a variaciones en la alimentación de los controladores. Las tres regiones de sintonía para tres temperaturas distintas, 17, 18 y 19 °C fueron mandadas a un Fabry-Perot [FP] con un rango espectral libre de 1.5 GHz para monitorear si su emisión resultaba multimodal o mono modal. La figura 7.11 (a) muestra la señal del FP con el sistema operando a 19°C. La señal de la primera región de sintonía se exhibe en rojo, la de la segunda en azul mientras que la verde corresponde a la tercera de las regiones. En los tres casos se obtuvo una señal con un solo modo. Las figuras 7.11 (b) y (c) muestra las señales obtenidas para 18 y 17 °C respectivamente, los cuales siguen el mismo códigos de color que en el inciso (a). De igual manera se obtuvieron señales con emisión en un solo modo.

La potencia que es capaz de emitir el láser en cada una de estas regiones, para cada temperatura, se muestran en la tabla 7.5

Tabla 7.5: Potencia en las regiones de sintonía, primera región (R1), segunda (R2) y tercera (R3), para distintas temperaturas.

Temperatura [°C]	Pot. R1 [mW]	Pot. R2 [mW]	Pot. R3 [mW]
17	5.12	15.7	25.9
18	9.94	21	30.6
19	5.63	16.6	24.7

7.2.2. Ancho de banda.

Una primera aproximación al ancho de banda de emisión se puede obtener con la señal obtenida del FP. Para ello se hace incidir el haz dentro de la cavidad FP haciendo que este siga la trayectoria mostrada en la figura 7.12. Utilizando los tornillos de movimiento de los espejos y los de la montura del FP se busca que la señal proyectada

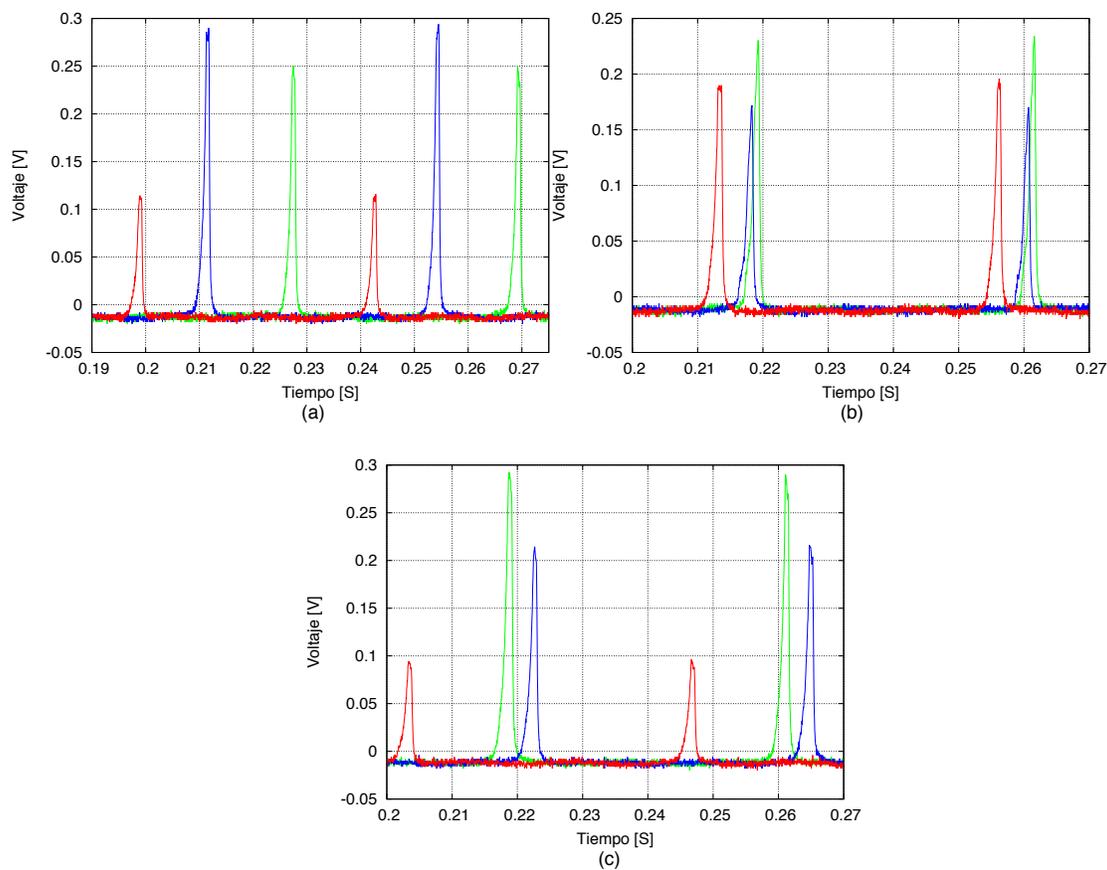


Figura 7.11: Señales obtenidas de un Fabry-Perot para las tres zonas de sintonía a diferentes temperaturas.

en el osciloscopio sea lo más simétrica y angosta posible. Al hacer una calibración en frecuencias y realizar un ajuste Lorentziano sobre los picos se puede estimar el FWHM del haz. La señal obtenida así como los ajustes se muestran en la figura 7.13. En el caso del primer pico se obtuvo un ancho a media altura de 7.25 ± 0.13 MHz, mientras que para el segundo pico se tiene 8.00 ± 0.13 MHz. Si bien este método no es el ideal para medir el FWHM, pues los valores obtenidos dependen en gran medida de la alineación del haz respecto del eje óptico del FP y están también limitados por la máxima resolución del instrumento, 7.5 MHz. Dado que los valores de los FWHM son bastante cercanos a la máxima resolución del FP no se descarta que estos puedan ser inclusive menor a este valor.

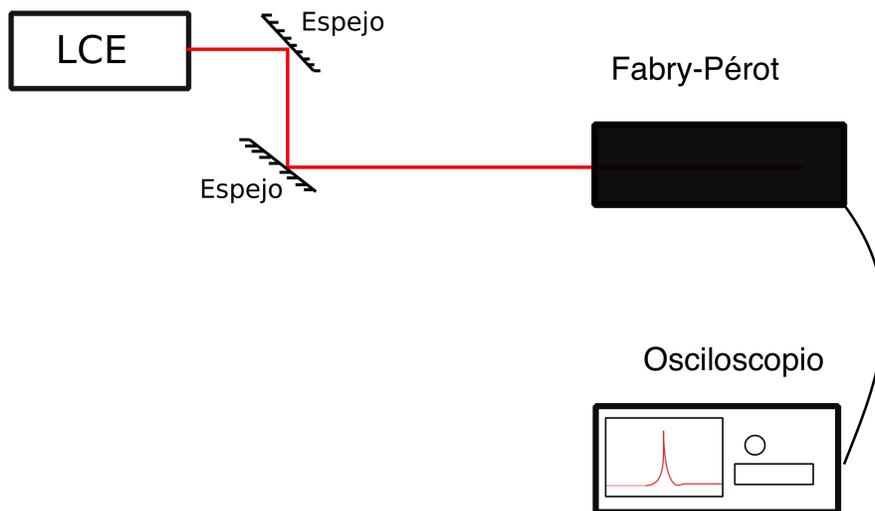


Figura 7.12: Trayectoria que sigue el haz antes de entrar a la cavidad Fabry-Pérot [FP], los espejos colocados previos al FP permiten la manipulación del camino que sigue el haz para lograr una buena alineación con el eje óptico de la cavidad.

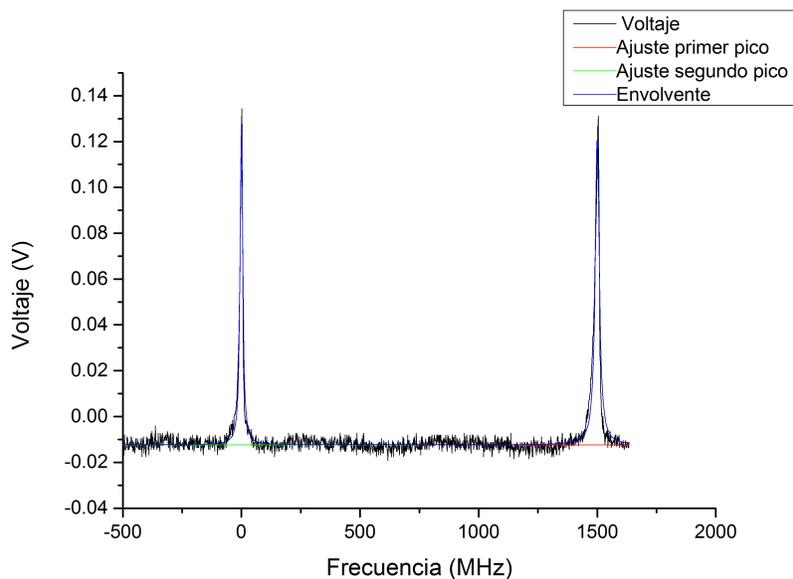


Figura 7.13: Señal de FP con ajustes para estimar el ancho de banda del láser.

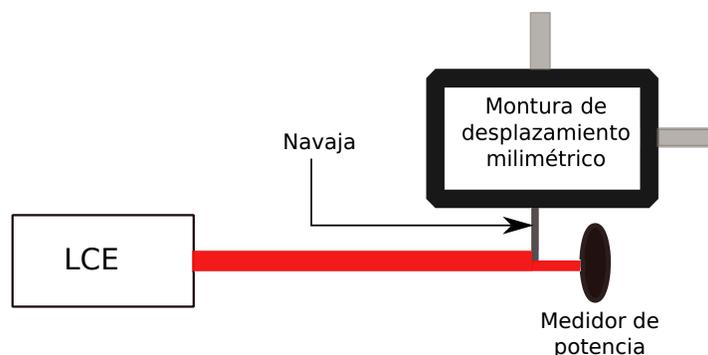


Figura 7.14: Esquema experimental del método de la navaja.

7.2.3. Perfil del haz.

Para obtener el tamaño del spot se utilizó el método de la navaja. El método consiste en colocar una navaja en medio de la fuente de luz y un medidor de potencia tal como lo muestra la figura 7.14. La navaja debe estar montada sobre algún aparato que permita desplazarla de manera paralela a alguno de los ejes del spot. La idea es realizar desplazamientos de la navaja de tal forma que se permita un mayor paso de luz hacia el medidor de potencia. Los valores registrados por el medidor de potencia tras cada desplazamiento se muestran en la figura 7.15 (Parte superior de ambas imágenes). Como se puede observar la curva que se obtiene posee la forma de una función error, recordando que la función error es la función primitiva de una Gaussiana podemos entonces derivar los datos obtenidos y con ello encontrar la distribución de intensidad que obedece el haz en cada uno de sus ejes. Como se puede ver en la parte inferior de las gráficas mostradas en la figura 7.15 los datos obtenidos para el eje menor presentaron un comportamiento bastante Gaussiano con un coeficiente de correlación de $R = 0.992$. La curva obtenida para el eje mayor, aún cuando no es tan limpia como la del eje menor, presentó también un ajuste con un coeficiente de correlación bastante aceptable, siendo este de $R = 0.941$. De los parámetros obtenidos en los ajustes se obtiene que el valor del FWHM para el eje mayor resulta de 2.30 ± 0.17 mm mientras que para el eje menor se obtuvo un valor de 1.00 ± 0.03 mm. Estos anchos se obtuvieron operando el láser a la mitad de su corriente máxima de operación, es decir, a 42 mA.

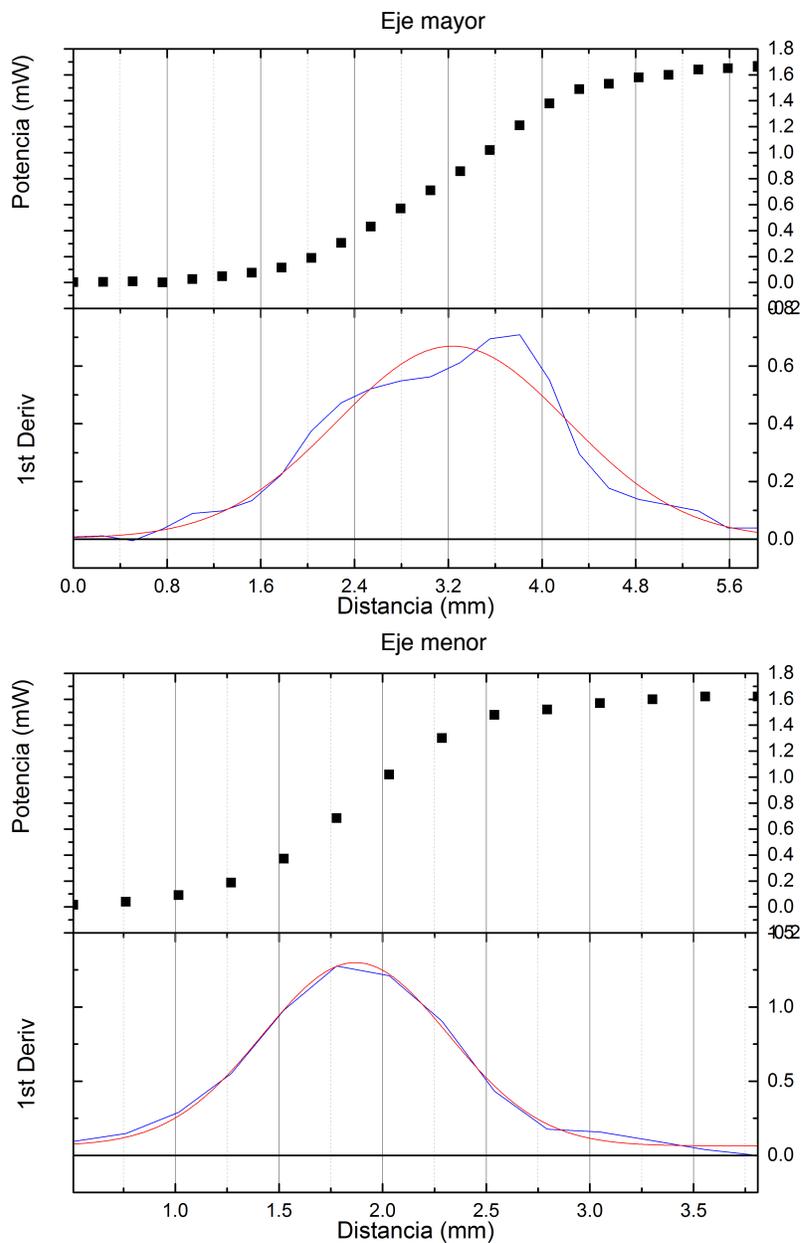


Figura 7.15: Datos obtenidos por el método de la navaja para determinar el tamaño del spot en su eje mayor (imagen superior) y eje menor (imagen inferior.)

Capítulo 8

Espectroscopia de absorción simple.

En este capítulo se expone el montaje experimental que se utilizó para obtener los espectros de absorción de las tres regiones de sintonía del diodo. Se muestra una calibración en frecuencia para la región de sintonía con la mayor potencia, de la cual, se extraen los anchos Doppler de cada transición para ser comparados con los valores teóricos.

8.0.1. Montaje experimental para espectroscopía de absorción.

El montaje para obtener los espectros de absorción se muestra en la figura 8.1. En ella se observa como el haz, tras salir del diodo, es redirigido con ayuda de un par de espejos hacia una placa retardadora $\lambda/2$ para posteriormente alcanzar un cubo polarizador, la pareja λ -cubo permite modificar a voluntad la potencia de salida en los brazos de salida del cubo, esto con la intención de reducir la potencia del haz que alcanza la celda con rubidio reduciendo así ensanchamientos por potencia y también para evitar saturar el fotodiodo. La intensidad del haz justo antes de alcanzar la celda es de 6920 mW/mm^2 .

8.0.2. Espectros de absorción simple.

La figura 8.2 muestra el espectro de absorción simple de la región número 3. En el espectro se pueden apreciar los cuatro pozos debidos a la estructura fina de los

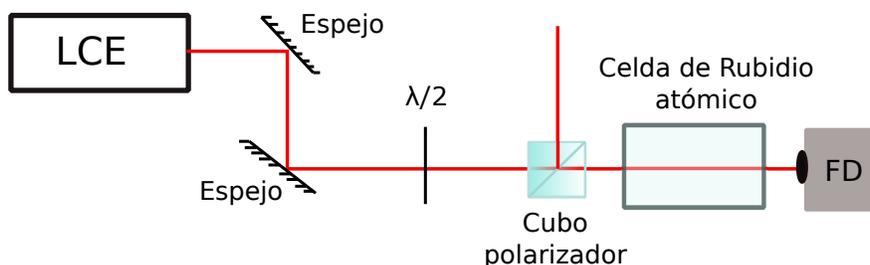


Figura 8.1: Arreglo experimental para la espectroscopía de absorción simple.

isótopos de Rb.

Desafortunadamente al ser espectroscopía de absorción simple el ensanchamiento Doppler no permite apreciar las transiciones hiperfinas de los isótopos. Sin embargo, es posible extraer información valiosa de dichos espectros, por ejemplo, se realizó una calibración en frecuencia utilizando como referencia la separación entre los dos pozos correspondientes al ^{85}Rb así como la distancia conocida entre los pozos de ^{87}Rb , esta calibración permite conocer, entre otras cosas, el ancho debido a Doppler en cada uno de los pozos.

Se realizaron ajustes Voigt a cada uno de los pozos del espectro, para obtener mejores ajustes se añade también una línea base con la misma pendiente que presenta el espectro de absorción. La figura 8.2 muestra como se ajusta la superposición de las 4 curvas Voigt al espectro completo así como también cada uno de los ajustes por separado. Los parámetros de ajuste de cada curva se muestran en la tabla 8.1.

Tabla 8.1: Parámetros de ajustes.

Pozo	Posición [MHz].	FWHM [MHz].	Ancho Gaussiano [MHz].
0 ($^{87}\text{Rb}F = 2$)	-134.28 ± 1.0171	791.88	531.95 ± 12.51
1 ($^{85}\text{Rb}F = 3$)	1242.50 ± 0.3978	696.4	694.31 ± 3.619
2 ($^{85}\text{Rb}F = 2$)	4297.50 ± 0.5528	610.91	550.17 ± 5.346
3 ($^{87}\text{Rb}F = 1$)	6728.80 ± 1.8909	718.9	718.88 ± 23.172

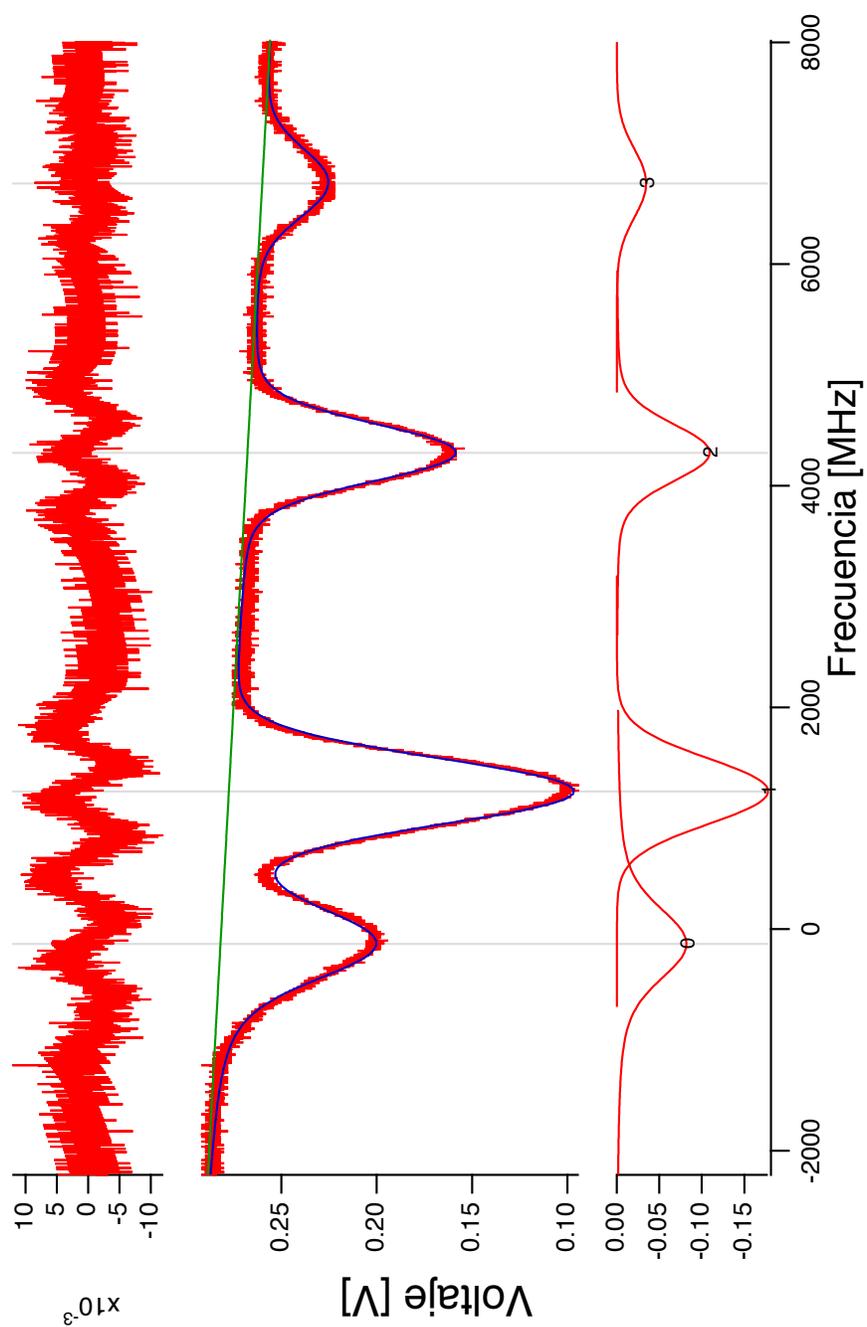


Figura 8.2: Espectro de absorción simple para una muestra de vapor atómico de ^{87}Rb y ^{85}Rb con calibración en frecuencia.

Capítulo 9

Conclusiones

Con toda la información recabada a lo largo de este trabajo no solo se logró caracterizar la respuesta de cada uno de los diodos ante variaciones en su corriente de alimentación y su temperatura, si no que también se identificó la pareja diodo-controlador que mejor se desempeña en términos de potencia y estabilidad. Se cuenta entonces con un sistema láser capaz de sintonizar las 4 transiciones de las líneas D2 de los isótopos de Rubidio 85 y 87 en un solo barrido de frecuencias y que, además, es capaz de emitir hasta 30.6 mW de potencia en sintonía con dichas transiciones. Esto lo posiciona inmediatamente como uno de los láseres fabricados en el Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM con mayor potencia en sintonía con la transición.

El valor del ancho de banda que se obtuvo para el láser, limitado por los instrumentos de medición, sigue siendo una incógnita que deberá ser tratada en el futuro próximo. Un montaje experimental para realizar un batimiento entre el láser aquí caracterizado y uno cuyo ancho de banda sea conocido ayudaría a conocer el valor exacto de este dato. Sin embargo, sigue siendo un láser cuyo ancho de banda permitiría observar la estructura hiperfina del átomo de rubidio al usar técnicas de espectroscopia un poco más elaboradas. La estabilidad mecánica del sistema es también uno de sus puntos positivos, pues a lo largo de toda la caracterización no hubo la necesidad de ajustar la sintonía de manera mecánica, es decir, cambiando el ángulo del filtro.

Desafortunadamente ninguno de los diodos logró alcanzar los 50 mW de potencia

que se buscan para que el láser sea capaz de alimentar de manera óptima al gravímetro. Es por eso que se mandaron a pedir un par de diodos L785H1 los cuales, de acuerdo a su hoja de especificaciones, son capaces de emitir hasta 200 mW de potencia. Estos diodos emiten en la misma longitud de onda que los diodos aquí caracterizados, por lo que se espera que sean capaces de sintonizar las transiciones de interés sin mayor dificultad. Sin embargo, no hay que perder de vista que muchos experimentos de física atómica no requieren tanta potencia como la buscada en este proyecto en particular, por lo que el diseño y desempeño actual del sistema puede ser una gran herramienta en distintos montajes experimentales. Hay que recordar también que a pesar de que el láser esta pensado para estimular las transiciones de la línea D2, el sistema es capaz de emitir desde los 769.97 nm hasta los 783.7 nm, por lo que resulta una herramienta muy útil para cualquier usuario que busque luz láser en dicha región.

Una vez que se cuente con los nuevos diodos se realizará una nueva caracterización del sistema tomando como guía de partida los métodos y procedimientos descritos en este trabajo. Si los nuevos diodos son capaces de entregar la potencia buscada, y de sintonizar las transiciones, se procederá entonces a fabricar una estructura mucho más sólida, estable y rígida en comparación a la estructura con la que se cuenta actualmente, esto con la intención de reducir al mínimo la presencia de perturbaciones mecánicas que puedan estar afectando el desempeño del láser. La nueva estructura buscará reducir al mínimo los grados de libertad del sistema, por lo que contar con las dimensiones exactas que optimizan el sistema será primordial.

Apéndice

Apéndice.

Condiciones necesarias para radiación láser en un semiconductor.

El funcionamiento de estos láseres se puede explicar utilizando un esquema de bandas, por simplicidad supondremos una temperatura $T = 0$ K de tal modo que en un semiconductor no degenerado tendremos a la banda de valencia completamente llena y la banda de conducción completamente vacía tal como se muestra en la figura 1 (a)

Ahora bien si se excita el sistema de tal modo que algunos de los electrones en la banda de valencia pasen a la banda de conducción tendremos que tras un breve tiempo, del orden de 1 ps, los electrones de la banda de valencia buscarán ocupar los estados de menor energía, dejando así huecos en lo alto de la banda, de igual manera los electrones que alcanzaron la banda de conducción bajarán a ocupar los estados de menor energía en dicha banda, posicionándose así en la parte cercana al gap. Ver figura 1 (b). Esta situación puede ser descrita de mejor manera si se introducen los *cuasi niveles de Fermi* E_{F_v} para la banda de valencia y E_{F_c} para la banda de conducción. A $T = 0$ k estas energías definen, para cada una de las bandas, la energía para la cual todos los estados inferiores o superiores, respectivamente, se encuentran vacíos. La emisión de luz puede ahora tomar lugar cuando uno de los electrones en la banda de conducción se recombine con uno de los huecos en la banda de valencia. Dicho proceso, conocido como proceso de recombinación-radiación, es el proceso en el cual esta basado la emisión de radiación de los diodos emisores de luz, o LED por sus

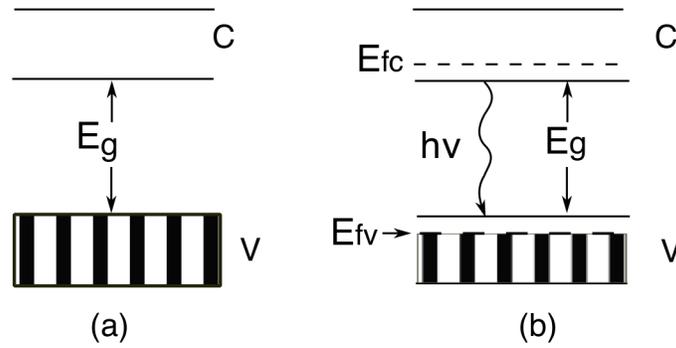


Figura 1: Banda de valencia y de conducción de un semiconductor a $T = 0k$

siglas en ingles, sin embargo, bajo condiciones adecuadas se puede generar también luz láser[20].

La probabilidad de ocupación, f_c , de un electrón en el cuasi nivel de Fermi para la banda de conducción viene dado por [15]:

$$f_c = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_2 - E_{F_c}}{kT}}} \quad (1)$$

Donde E_2 es alguna energía dada en la banda de conducción, T la temperatura y K es la constante de Boltzman. Por otro lado los huecos generados en la banda de valencia seguirán la distribución:

$$f_c = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_1 - E_{F_v}}{kT}}} \quad (2)$$

Donde E_1 es, al igual que en la banda de conducción, cierto nivel de energía en la banda de valencia. La distribución energética de electrones y huecos se muestra en la figura 2.

Como ya se mencionó la generación de fotones corre a cargo del proceso de recombinación hueco electrón, sin embargo, ciertas condiciones se deben cumplir para que este proceso pueda ocurrir.

En primer lugar se debe lograr que la probabilidad de ocupación en la banda de conducción supera la probabilidad de ocupación en la banda de valencia. Esto es el equivalente a la inversión de población cuando se trabaja directamente con las

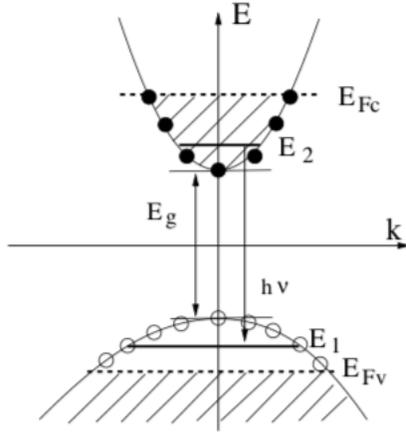


Figura 2: Diagrama que distribución de energía de los electrones y huecos en las bandas de conducción y valencia [15]

poblaciones en cada estado, es decir, es el equivalente a pedir: $N_j > N_i$. Las frecuencias de los fotones que serán amplificadas serán aquellas que cumplan la condición:

$$E_g \leq h\nu \leq E'_{Fc} - E'_{Fv} \quad (3)$$

Dicha condición resulta sencilla de entender cuando se tiene el caso $T = 0K$, pues de la Figura 1 (b) se puede observar como en dicha región no se cuenta con electrones en la banda de valencia, por lo cual, la única opción es que un electrón decaiga de la banda de conducción a la banda de valencia para recombinarse con un hueco y generar así un fotón. Sin embargo, un análisis más detallado muestra que esta condición se cumple para cualquier temperatura pues lo que en realidad sucede es que para la región delimitada por la Ec. 3 la ganancia en los procesos de emisión estimulada supera a los procesos de absorción. El análisis a detalle se puede encontrar en [20].

Homouniones y heterouniones.

En un láser de homounión el proceso de bombeo se realiza en una unión p-n donde ambas regiones, la tipo p y la tipo n, están compuestas por el mismo material. Casi de manera inmediata a que los dos materiales entran en contacto, del orden de

picosegundos, los huecos en la región p se mueven por difusión a través de la unión hasta la región n. De la misma manera los electrones en la región n se trasladan hasta la zona p. Sin embargo, a lo largo del proceso de difusión se dan muchos procesos de recombinación lo que deja a la región p con una menor cantidad de huecos. De igual forma la cantidad de electrones se ve disminuida en la región n. De todo esto se sigue que existirá una zona de deflexión en ambos lados de la unión tal como de muestra en la Fig. 3 (a). La concentración de cargas en ambos lados de la zona de deflexión generan un campo eléctrico a lo largo de la región formando una barrera de energía que se opone a la difusión de los huecos hacia la región n y de los electrones a la p. En ausencia de un voltaje aplicado los niveles de Fermi se encuentran alineados a través de la unión tal como se exhibe en la Fig. 3 (b) donde la altura de la barrera se conoce como barrera de potencial.

Cuando se hace circular una corriente a través del sistema, Figura 3 (c), el sistema sale del equilibrio y los niveles de Fermi se desalinean, ver Fig. 3 (d). La inyección de electrones y huecos a las bandas de conducción y de valencia respectivamente reducen la barrera de voltaje y por tanto más portadores de carga son capaces de atravesar la también reducida zona de deflexión. Varios pares de hueco-electrón se recombinan y dan lugar a procesos de emisión estimulada. Para condiciones apropiadas sobre la corriente las condiciones necesarias para obtener luz láser pueden ser alcanzadas. Sin embargo, la densidades de electrones en la banda de conducción así como también la densidad de huecos necesarios en la banda de valencia para producir luz láser resultan ser significativamente grandes, del orden de $10^{18}/cm^3$. El principal problema de las homouniones es que para lograr dichas densidades se requiere de una corriente umbral muy alta y/o de temperaturas de operación extremadamente bajas, aproximadamente 77 K, lo cual los vuelve sistemas poco prácticos.

Estas limitaciones en temperatura y la necesidad de grandes corrientes hacían ver a los diodos de semiconductor como opciones con poco potencial de uso. Afortunadamente con la llegada de las heterouniones y las doble heterouniones el panorama se tornó distinto. Una heterounion es el resultado de una unión de dos materiales semiconductores distintos, de los cuales, uno posee un gap de energía mayor con respecto

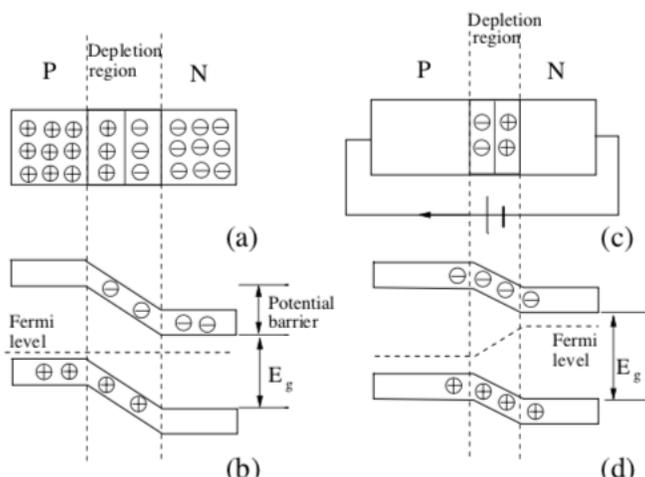


Figura 3: (a) zona de deflexión en una homounion tipo p-n. (b) En ausencia de un voltaje aplicado los niveles de Fermi se mantienen constantes a través de la unión. (c) dirección en la que se aplica la corriente para generar un desdoblamiento en los niveles de Fermi tal como se muestra en (d) [15]

al otro. Cuando se unen dos de estos semiconductores se crea una barrera de potencial capaz de retener a los electrones y a los huecos en una zona bien delimitada. Debido a que la doble heterounion es la estructura más usada hoy en día será la que se analice con mayor detalle.

La Figura 4 (a) muestra una doble heterounion n-p-p, nuevamente en ausencia de corriente el nivel de Fermi es constante a lo largo de la unión. De igual manera que con las homouniones al hacer circular una corriente a través de la estructura la zona de deflexión se reduce y las bandas en la región tipo n se desdoblan tal como se muestra en la Figura 4 (b). Los electrones son entonces inyectados a la zona activa desde la región tipo n, mientras que los huecos que alcanza la zona activa provienen de la región tipo p externa. Debido a la diferencia en las bandas de energía tanto a los huecos como a los electrones les resulta imposible seguir su camino más allá de la zona activa. Al quedar confinados en dicha región la inversión de población puede entonces tomar lugar con mucho mayor facilidad que en el caso de una homounion, lo cual da pauta a los procesos de recombinación y por ende, luz láser.

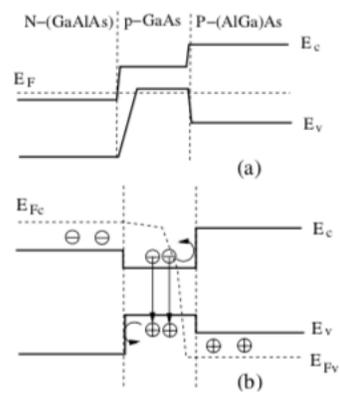


Figura 4: Doble Heterounion tipo n-p-p con materiales que poseen diferentes gaps de energía en ausencia de voltaje (a). Desdoblamiento de los niveles de energía al hacer circular una corriente a través de la unión [15].

Bibliografía

- [1] P. H. Lissberger. “Properties of All-Dielectric Interference Filters. I. A New Method of Calculation”. En: *J. Opt. Soc. Am.* 49.2 (feb. de 1959), págs. 121-125. DOI: 10.1364/JOSA.49.000121. URL: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-49-2-121>.
- [2] W. Demtröder. *Laser spectroscopy*. Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie. Springer, 1971. ISBN: 9783540053545. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=HV1FAQAAIAAJ>.
- [3] J. J. Snyder. “Paraxial ray analysis of a cat’s-eye retroreflector”. En: *Applied Optics* 14.8 (1975).
- [4] D.C. O’Shea, W.R. Callen y W.T. Rhodes. *Introduction to Lasers and Their Applications*. Addison-Wesley series in physics. Addison-Wesley Publishing Company, 1977. ISBN: 9780201055092. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=EOhRAAAAMAAJ>.
- [5] Mark Kasevich y Steven Chu. “Atomic interferometry using stimulated Raman transitions”. En: *Phys. Rev. Lett.* 67 (2 jul. de 1991), págs. 181-184. DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.181. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181>.
- [6] Mark Kasevich y Steven Chu. “Atomic interferometry using stimulated Raman transitions”. En: *Phys. Rev. Lett.* 67 (2 jul. de 1991), págs. 181-184. DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.181. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181>.

- [7] Carl E. Wieman y Leo Hollberg. “Using diode lasers for atomic physics”. En: *Review of Scientific Instruments* 62.1 (1991), págs. 1-20. DOI: 10.1063/1.1142305.
- [8] Aidan Arnold, J. Wilson y M. Boshier. “A simple extended-cavity diode laser”. En: *Review of Scientific Instruments* 69 (mar. de 1998). DOI: 10.1063/1.1148756.
- [9] Bruno Fermigier y col. “Self-aligned external-cavity semiconductor lasers for high resolution spectroscopy”. En: *Optics Communications* (jul. de 1998), págs. 73-77. DOI: 10.1016/S0030-4018(98)00234-X.
- [10] M. Born y col. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 1999. ISBN: 9780521642224. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=aoX0gYLuENoC>.
- [11] H.J. Metcalf y P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer New York, 2001. ISBN: 9780387987286. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=i-40VaXqrj0C>.
- [12] SA Dimakov, S. Klimentev e I. Khloponina. “Cavity with a cat’s-eye reflector based on elements of conical optics”. En: *Journal of Optical Technology* 69 (ago. de 2002). DOI: 10.1364/JOT.69.000536.
- [13] A Peters, KY Chung y Steven Chu. “High-precision Gravity Measurements Using Atom-Interferometry”. En: *Metrologia* 38 (mar. de 2003), pág. 25. DOI: 10.1088/0026-1394/38/1/4.
- [14] W.T. Silfvast y Knowel (Firm). *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press, 2004. ISBN: 9780521833455. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=x3VB2iwSaxsC>.
- [15] C. Ye. *Tunable External Cavity Diode Lasers*. World Scientific, 2004. ISBN: 9789812560889. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=78tpDQAAQBAJ>.
- [16] C.A. Palmer y E.G. Loewen. *Diffraction Grating Handbook*. Newport Corporation, 2005. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=SW1-PAAACAAJ>.

- [17] M. Gilowski y col. “Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms”. En: *Optics Communications* 280 (jun. de 2007), págs. 443-447. DOI: 10.1016/j.optcom.2007.08.043.
- [18] Adonis Reyes Reyes. “Espectroscopia de polarización en vapor de rubidio utilizando un diodo laser con cavidad extendida”. Tesis de licenciatura. México: Facultad de Ciencias, UNAM, 2008.
- [19] Sebastian D. Saliba y col. “Mode stability of external cavity diode lasers”. En: *Appl. Opt.* 48.35 (dic. de 2009), págs. 6692-6700. DOI: 10.1364/AO.48.006692. URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-48-35-6692>.
- [20] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Springer US, 2010. ISBN: 9781441913029. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=ioywRI5W2HEC>.
- [21] Daniel Thompson y Robert Scholten. “Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using wide bandwidth filter”. En: *The Review of scientific instruments* 83 (feb. de 2012), pág. 023107. DOI: 10.1063/1.3687441.
- [22] Yannick Bidel y col. “Compact cold atom gravimeter for field applications”. En: *Applied Physics Letters* 102.14 (2013), pág. 144107. DOI: 10.1063/1.4801756. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4801756>. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4801756>.
- [23] Y. Bidel y col. “Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry”. En: *Nature Communications* 9 (dic. de 2018). DOI: 10.1038/s41467-018-03040-2.
- [24] E.G. Loewen y E. Popov. *Diffraction Gratings and Applications*. Optical Science and Engineering. CRC Press, 2018. ISBN: 9781482273717. URL: <https://books.google.com.mx/books?id=60ZZDwAAQBAJ>.
- [25] Vincent Ménoret y col. “Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter”. En: *Scientific Reports* 8 (dic. de 2018). DOI: 10.1038/s41598-018-30608-1.

- [26] Daniel A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data*. revision 2.1.6, Accedido 15-12-2018,
URL: <http://steck.us/alkalidata>.
- [27] Daniel A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. revision 2.1.5, Accedido 15-12-2018,
URL: <http://steck.us/alkalidata>.