



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Diseño, construcción y caracterización
de cavidades externas para láseres de
diodo en configuración cat-eye y Littrow

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

VÍCTOR AUGUSTO SAMAYOA DONADO



DIRECTOR DE TESIS:
DR. FERNANDO RAMÍREZ MARTÍNEZ

Ciudad Universitaria, CD. MX., 2017



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

Samayoa

Donado

Víctor Augusto

75895722

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

301116925

2.Datos del tutor

Dr.

Fernando

Ramírez

Martínez

3.Datos del sinodal 1

Dr.

José Ignacio

Jiménez

Mier y Terán

4.Datos del sinodal 2

Dr.

Crescencio

García

Segundo

5.Datos del sinodal 3

Dr.

Víctor Manuel

Velázquez

Aguilar

6.Datos del sinodal 4

Dra.

Karen Patricia

Volke

Sepúlveda

7.Datos del trabajo escrito

Diseño, construcción y caracterización de cavidades externas para láseres de diodo en configuración cat-eye y Littrow

132 p
2017

*Para Isabel y Angélica
por su apoyo, paciencia y comprensión.*

Agradecimientos

No es el conocimiento, sino el acto de aprendizaje; y no la posesión, sino el acto de llegar allí, que concede el mayor disfrute.

CARL FRIEDRICH GAUSS

A mi familia, Angélica e Isabel, por todo el tiempo que no les pude dedicar durante ésta etapa de mi vida.

A mis padres, que me inculcaron a tratar de entender el porqué de las cosas y a no darme por vencido.

Al Dr. José Ignacio Jiménez por brindarme la oportunidad de colaborar y aprender en el laboratorio. Al Dr. Fernando Ramírez por su tiempo y paciencia durante la elaboración de este trabajo. Al Dr. Jesús Flores por toda la ayuda que me brindo en los experimentos, así como en las discusiones de los resultados. Y en general, a todos los integrantes del grupo del laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares cuya colaboración fue clave para el desarrollo de este trabajo y de quienes aprendí mucho más de lo que logré plasmar en este trabajo.

Al Sr. José Rangel del taller de manufactura avanzada por su ayuda y comentarios en el diseño y construcción de diversas piezas usadas en este trabajo.

A los proyectos PAPIIT IA101714, “Excitación de átomos de rubidio a estados de Rydberg con tres fotones”, SEP-CONACYT 168498-11 “Producción de estados de Rydberg en átomos de Rb por medio de la excitación con tres fotones”, PAPIIT IN112516, “Estudio teórico y experimental de la interacción entre dos campos de radiación y átomos multinivel”, PAPIIT IN107317 “Espectroscopía de precisión en átomos fríos” y al Laboratorio Nacional de Materia Cuántica: Materia Ultrafría e Información Cuántica (LANMAC) No. 232652 por los apoyos económicos.

Resumen

El diodo láser es un dispositivo semiconductor con un ancho de emisión del orden de 40 GHz, el cual es muy grande en comparación a la estructura fina e hiperfina de sistemas atómicos como del rubidio. Siendo que la capacidad de sintonizar la longitud de onda de emisión del diodo láser está limitada a la corriente y temperatura, se dificulta lograr la excitación dipolar eléctrica de un átomo. Ya que es un proceso que requiere precisión para el acoplamiento resonante. En el presente trabajo se reporta la caracterización de una cavidad óptica en configuración Littrow con el objetivo de reducir el ancho de emisión y mejorar la capacidad de sintonizar la longitud de onda emitida por un diodo láser de 1300 nm. También se presenta una propuesta del diseño de una cavidad óptica en configuración cat-eye para un diodo de 780 nm. El diseño de la cavidad cat-eye se propone por efectos de obtener un ancho de emisión en el orden de los kHz y la capacidad de sintonizar la longitud de emisión para lograr tanto las transiciones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ como $5p_{3/2} \rightarrow 5d_{3/2}$. Dentro de los resultados reporto que con la cavidad Littrow, se logró un ancho de emisión del orden de MHz y la capacidad de sintonizar la longitud de onda en la región para la transición $5p_{3/2} \rightarrow 20p_{1/2}$, lo cual generaría átomos de rubidio en estados de Rydberg. Se concluye con diversas propuestas para confirmar la generación de los estados de Rydberg. El interés en en estos estados obedece a que existen diversas propuestas en aprovechar las interacciones dipolo-dipolo y los tiempos promedio de vida en aplicaciones de información cuántica como son compuertas cuánticas e incluso la posibilidad de simular física cuántica de muchos cuerpos con ellos.

Índice general

Agradecimientos	v
Introducción	XIII
1. Átomos de Rydberg en rubidio	1
1.1. Defecto cuántico	3
1.2. Átomos de rubidio	7
1.3. Niveles de Rydberg en el rubidio	9
2. Láser	15
2.1. Medio activo	16
2.1.1. Interacción luz con átomos.	16
2.1.2. Interacción de fotones con portadores de carga.	19
2.2. Cavity resonante	20
2.3. Selección de longitud de onda	23
2.3.1. Configuración Littrow	23
2.3.2. Filtro de interferencia dieléctrico	25
3. Diseño de cavidades externas para láseres	29
3.1. Cavity externa en configuración Littrow para láser de 1310 nm	30
3.2. Cavity externa en configuración cat-eye para láser de 780 nm	37
4. Caracterización y construcción de la cavity externa del láser	43
4.1. Caracterización diodo láser de 780 nm	44
4.2. Caracterización diodo láser de 1310 nm	55
4.3. Montaje de la cavity externa en configuración Littrow	64
5. Conclusiones	75

Apéndices	79
A. Diseños de las cavidades externas	81
A.1. Configuración Littrow	82
A.2. Configuración cat-eye	90
B. Lista de piezas para la cavidad externa cat-eye	99
C. Especificaciones diodos	101
C.1. Diodo 780	102
C.2. Diodo 1310	106
D. Conexiones para los diodos	109
D.1. Configuración del Lightwave	110
D.2. Posibles configuraciones de PIN	112
Bibliografía	113

Índice de figuras

1.1. Átomo de tres niveles. En el inciso (a) se muestra el estado $ 01\rangle$ ($ 10\rangle$) y es posible para uno de los átomos alcanzar el nivel $ r\rangle$ por medio de una interacción con un láser. En el inciso (b) el sistema se encuentra en el estado $ r1\rangle$ ($ 1r\rangle$) y el corrimiento de los niveles debido al efecto Stark impide que el otro átomo alcance el nivel $ r\rangle$. Figura tomada de [1]	2
1.2. Niveles de Rubidio 85	8
1.3. Niveles de Rubidio 87	8
1.4. Transiciones dipolares eléctricas	13
2.1. Interacción luz-materia	16
2.2. Interacción luz-semiconductor	19
2.3. Rejillas de difracción	24
2.4. Difracción en rejilla	25
2.5. Filtro de interferencia dieléctrico	26
2.6. Camino óptico en un filtro de interferencia.	27
3.1. Cavidad Littrow	31
3.2. Componentes de la cavidad Littrow 1310 nm	34
3.3. Ordenes de difracción	35
3.4. Láser Littrow 1310 nm	36
3.5. Cavidad cat-eye	37
3.6. Componentes de la cavidad cat-eye 780 nm	38
3.7. Láser cat-eye 780 nm	40
4.1. Apertura numérica	45
4.2. Colimación del diodo láser de 780 nm	46
4.3. Haz divergente y colimado	47

4.4. Diagrama experimental para 780 nm	48
4.5. Curva umbral 780 nm	48
4.6. Umbral vs Temperatura 780nm	50
4.7. Longitud de onda contra corriente para el diodo 780 nm	51
4.8. Longitud de onda contra temperatura para el diodo 780 nm	52
4.9. Perfil espacial con del diodo 780 nm	53
4.10. Diagrama experimental para 1310 nm	56
4.11. Curva umbral 1310 nm	57
4.12. Diagrama experimental para 1310 nm	58
4.13. Perfil espacial del diodo 1310 nm	59
4.14. Distribución del diodo 1310 nm	59
4.15. Fabry-Pérot y Bristol	61
4.16. Fabry-Pérot	62
4.17. Longitud de onda contra corriente para el diodo 1310 nm	63
4.18. Curva umbral 1310 nm	65
4.19. Diagrama experimental para 1310 nm	66
4.20. Diodo láser retroalimentado a 1309 nm	67
4.21. Diodo láser retroalimentado a 1309 nm	69
4.22. Diodo láser retroalimentado a 1309 nm	71
4.23. Rango espectral libre	72
4.24. Rango espectral libre	73
4.25. Rango espectral libre	74

Índice de tablas

1.1. Propiedades de los átomos de Rydberg	1
1.2. Valores defecto cuántico	9
1.3. Defecto cuántico y energía en el rubidio para niveles np	10
1.4. Defecto cuántico y energía en el rubidio para niveles nf	10
1.5. Niveles de Rydberg en el rubidio a partir del nivel $5d_{3/2}$	11
1.6. Niveles de Rydberg en el rubidio a partir del nivel $5d_{3/2}$	11
1.7. Niveles de Rydberg en el rubidio a partir del nivel $5d_{5/2}$	12
1.8. Niveles de Rydberg en el rubidio a partir del nivel $5d_{5/2}$	12
3.1. Ángulos de incidencia Littrow	33
3.2. Ángulos de incidencia Littrow	33
4.1. Divergencia del diodo de 780 nm	44
4.2. Datos diodo 780 nm	46
4.3. Punto umbral diodo 780 nm	49
4.4. Perfil espacial del diodo 780 nm	54
4.5. Divergencia del diodo de 1310 nm	55
4.6. Datos diodo 785 nm	56
4.7. Punto umbral diodo 1310 nm	57
4.8. Parámetros de funcionamiento del control de temperatura	64
B.1. Piezas para el cat-eye	100

Introducción

La presente tesis es sobre el diseño y fabricación de dos cavidades ópticas externas para diodos láseres con el objetivos de realizar espectroscopia de precisión y generar estados de Rydberg [2] en el rubidio atómico. Se considera que el lector esta familiarizado con la teoría de interferencia y difracción en óptica, la ecuación de Schrödinger para un átomo hidrogenoide y sus funciones de onda, así como los conceptos básicos de interacción radiación-materia.

El interés en la generación de estados de Rydberg obedece a sus posibles aplicaciones en la información cuántica [1, 3–5]. Debido a que las interacciones dipolo-dipolo y los tiempos promedio de vida de estos estados crecen en términos del número cuántico principal, existen diferentes propuestas para usarlos como compuertas cuánticas e incluso la posibilidad de simular física cuántica de muchos cuerpos con ellos.

Los isotopos estables en el rubidio son ^{85}Rb y ^{87}Rb , son con los que se trabajan en el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM. Las transiciones que se trabajan en el laboratorio son transiciones dipolares eléctricas de $5\text{S}_{1/2} \rightarrow 5\text{P}_{3/2}$ por medio de un láser que emite una longitud de onda de 780.2nm y $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 5\text{D}_{3/2}$ con un láser que emite una longitud de onda de 776.1nm [6]. En este trabajo se construye una cavidad externa en configuración Littrow, para un diodo láser con una longitud de onda de 1310nm con el objetivo de realizar transiciones multifotónicas de tres fotones y obtener átomos de Rydberg en el rubidio.

Por otro lado, se propone un diseño de cavidad extendida alternativa a la usada en el laboratorio para un láser de diodo de 780nm pero con una cavidad externa en configuración cat-eye [7]. Esto con el fin de desacoplar el barrido del láser de la selección de la longitud de onda y así obtener una mayor estabilidad del láser con el objetivo de obtener un barrido de la frecuencia del láser mayor a 7GHz.

En el capítulo 1 se presenta la motivación de este trabajo y se introduce el

concepto de átomos en estado de Rydberg. Se presentan las reglas de selección para las transiciones dipolares eléctricas y se introduce el concepto de defecto cuántico, el cual sirve para realizar los cálculos teóricos sobre algunos de los estados de Rydberg en las regiones de sintonía de los láseres en el rubidio atómico y tener un punto de partida para el desarrollo de las cavidades externas para los diodos láser.

En el capítulo 2 se explica lo que es un láser y las características fundamentales para su funcionamiento como son: cavidad resonante, medio activo e inversión de población. Además se presentan mecanismos adicionales para que sea posible ajustar la longitud de onda del láser en cuestión. Los mecanismos que se utilizan para formar la cavidad externa son la rejilla de difracción, lo cuál se conoce como configuración Littrow, y la configuración cat-eye, la cuál hace uso de un filtro de interferencia dieléctrico. Se explican las bases físicas de cada componente para entender el funcionamiento de estas configuraciones.

Teniendo las bases teóricas para el trabajo, se procede a realizar el diseño de ambas cavidad externas para diodos láser. En el capítulo 3 se explica las componentes que conforman cada cavidad y se justifica su uso en el diseño.

En el capítulo 4 se realiza la caracterización los diodos láser y de la cavidad externa. Con esto se determinan las regiones de operación óptimas para cada diodo y sirve para revisar la parte teórica con el objetivo de determinar si es necesario realizar cálculos de otros niveles de Rydberg debido a que ya tenemos el conocimiento de las longitudes de onda accesibles por los diodos.

En el capítulo 5 se muestran los resultados y conclusiones que se obtuvieron de este trabajo así como el trabajo a futuro a partir de lo realizado aquí.

Capítulo 1

Átomos de Rydberg en rubidio

Los átomos de Rydberg son aquellos para los que uno de sus electrones ha sido promovido a un estado con un número cuántico principal muy grande. De acuerdo con Gallagher [2] se puede considerar que a partir de $n = 10$ ya es un átomo de Rydberg.

El interés en estudiar átomos en estos estados es debido a que tienen propiedades extremas dado que muchas de las características del átomo son proporcionales al valor de n .

En la tabla 1.1 se puede observar que el tiempo de vida de los estados excitados dependen de n^3 , para un estado de Rydberg con $n = 50$ se tiene un tiempo de vida de $106\mu\text{s}$ en comparación al estado $5p$ que es de 26.2ns [8, 9] o al estado $5d$ el cual es de 246.31ns [10]. Estas diferencias en los tiempo de vida son las que servirán para saber en que momento se están generando estados de Rydberg.

Tabla 1.1: Propiedades de los átomos de Rydberg.

Propiedad	Dependencia con n [2]	Rubidio ($50p$) [11]
Energía de amarre	n^{-2}	6.2 meV
Energía entre estados adyacentes	n^{-3}	0.22 meV
Radio orbital	n^2	$0.17 \mu\text{m}$
Sección eficaz geométrica	n^4	$0.096 \mu\text{m}^2$
Momento dipolar $\langle nd er nf \rangle$	n^2	$3200 ea_0$
Polarizabilidad	n^7	$\sim \text{GHz cm}^2/\text{V}^2$
Tiempo de vida	n^3	$106\mu\text{s}$
Intervalo de estructura fina	n^{-3}	-0.9 MHz

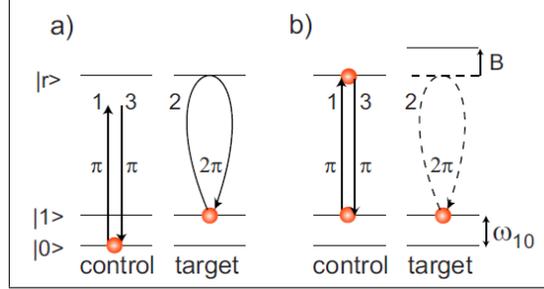


Figura 1.1: Átomo de tres niveles. En el inciso (a) se muestra el estado $|01\rangle$ ($|10\rangle$) y es posible para uno de los átomos alcanzar el nivel $|r\rangle$ por medio de una interacción con un láser. En el inciso (b) el sistema se encuentra en el estado $|r1\rangle$ ($|1r\rangle$) y el corrimiento de los niveles debido al efecto Stark impide que el otro átomo alcance el nivel $|r\rangle$. Figura tomada de [1]

Otro aspecto importante de los estados de Rydberg es que el momento dipolar crece del orden de n^2 , tabla 1.1, y esto da pie a diversas propuestas para usarlos como compuertas cuánticas en sistemas de dos qubits [12]. Incluso hay avances en esta dirección donde han podido implementar una compuerta controlada de cambio de fase [4].

También existen trabajos [1, 13, 14] donde demuestran experimentalmente que es posible guardar y leer información usando la interacción entre átomos en estado de Rydberg y pulsos de un campo eléctrico. La forma en que se propone que funcionen este tipo de sistemas que “guardan” la información es por medio del bloqueo Rydberg (Rydberg blockade, en inglés).

El bloqueo Rydberg consiste en aprovechar el momento dipolar de estos estados, el cual a su vez genera un campo eléctrico lo suficientemente intenso para que se de un corrimiento en los niveles debido al efecto Stark.

De acuerdo a lo expuesto en [1], consideremos átomos de tres niveles como el que se muestra en la figura 1.1, los cuales denotaremos por $|0\rangle$ al estado base, $|1\rangle$ al primer estado excitado (no de Rydberg) y $|r\rangle$ un estado de Rydberg. Vamos a considerar el sistema más simple el cual consta de los dos átomos en conjunto, denotaremos por $|ij\rangle$ al estado del sistema donde el primer átomo está en el nivel $|i\rangle$ y el segundo átomo está en el nivel $|j\rangle$.

Consideremos que los niveles $|0\rangle$ y $|1\rangle$ pueden ser acoplados mediante un láser con longitud de onda λ_0 , mientras que los niveles $|1\rangle$ y $|r\rangle$ son acoplados mediante un láser con longitud de onda λ_r , de tal forma que $\lambda_r \ll \lambda_0$.

En el caso en que el sistema esté en el estado $|01\rangle$ el átomo en el estado base no puede alcanzar el estado de Rydberg. Sin embargo el átomo en el primer estado excitado si puede alcanzar el estado de Rydberg si absorbe un fotón de longitud de onda λ_r . Se tiene un comportamiento análogo para el estado $|01\rangle$.

Por otro lado, en el caso en que el sistema se encuentre en el estado $|11\rangle$, ambos átomos pueden ser excitados al nivel $|r\rangle$ si absorben un fotón con longitud de onda λ_r . Sin embargo, cabe mencionar que en el momento en que uno de los átomos absorba dicho fotón, el momento dipolar del átomo aumentara de tal forma que, el campo eléctrico generado por este dipolo, genere un corrimiento en los niveles de energía y los fotones con longitud de onda λ_0 ya no estén en resonancia para las transiciones $|1\rangle \rightarrow |r\rangle$. De esta forma, el otro átomo que no fue excitado le será imposible pasar al nivel $|r\rangle$, bloqueando de esta forma la transición.

Ahora, si consideramos un sistema de N átomos como los descritos anteriormente, esta aplicación se vuelve especialmente útil si la nube es de átomos fríos donde, por sus dimensiones [15], es posible bloquear dicha interacción con la absorción de un único fotón. Hay que tener presente que no se sabe qué átomo es el que ha absorbido el fotón, se tendría que considerar el estado del sistema como una superposición de estados donde sólo un átomo está en el estado $|r\rangle$. Sin embargo, la nube de átomos se podría considerar como un sistema en un estado excitado $|1\rangle_S$ cuando se da el bloqueo y en un estado base $|0\rangle_S$ cuando no hay bloqueo (ningún átomo está en el estado $|r\rangle$), Es decir, el sistema cuántico es de dos niveles.

Considerando también que el tiempo vida para un estado de Rydberg está en el orden de los micro segundos para un $n = 50$, ver 1.1, y que este tiempo aumenta conforme se obtienen niveles con n mayores. Esto da la oportunidad de mantener el sistema en un estado excitado por más tiempo, lo cual permite “guardar” información.

El objetivo de este capítulo es revisar herramientas que permitirán determinar estados de Rydberg para el rubidio y la forma en que se generarán estos estados.

1.1. Defecto cuántico

Un átomo en estado de Rydberg al tener un número cuántico principal $n \gg 1$, implica que existe un electrón que se encuentra más alejado del núcleo en comparación a los demás electrones. Esto permite tratar este tipo de átomos

como un átomo hidrogenoide cuya carga del núcleo está siendo apantallada por los demás electrones. Sin embargo, debido a que esto es solamente una aproximación, es necesario introducir una corrección para el cálculo de los niveles de energía para estos estados, esta corrección es lo que se conoce como el defecto cuántico.

El procedimiento siguiente fue tomado de [2]. Consideremos el hamiltoniano para un átomo con N electrones, en particular para el rubidio tenemos $N = 37$.

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_i} \nabla_i^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} + \sum_{j>i}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} \right), \quad (1.1)$$

donde $-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i}$ es el potencial eléctrico de Coulomb entre el núcleo y el i -ésimo electrón, mientras que $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}}$ es el término de repulsión entre los electrones i -ésimo y j -ésimo.

Debido a que nos interesa describir el comportamiento del electrón en la última capa, sustituimos el término de interacción entre electrones por un potencial radial $V(r)$ el cual depende solamente de la coordenada radial de dicho electrón. Por lo que el hamiltoniano queda de la forma

$$\hat{H} = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + V(r) \right), \quad (1.2)$$

donde r es la coordenada radial del electrón en la última capa y μ es la masa reducida del sistema. Esto es, hemos supuesto que los electrones de las capas inferiores apantallan el potencial eléctrico de Coulomb entre el núcleo y el electrón más externo, esto es lo que se conoce como aproximación del campo central.

De esta forma es posible aplicar el método de separación de variables para resolver la ecuación de Schrödinger

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + V(r) \right) \Psi = E\Psi, \quad (1.3)$$

donde E es el eigenvalor de la función de onda y lo interpretamos como la energía del sistema.

Suponiendo que $\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$ y sustituyendo en la ecuación

(1.3) se obtienen las siguientes ecuaciones

$$\frac{d^2\Phi}{d^2\varphi^2} = m_l\Phi, \quad (1.4)$$

$$-\frac{1}{\sin\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin\theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \frac{m_l^2\Theta}{\sin^2\theta} = l(l+1)\Theta, \quad (1.5)$$

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left(E + V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \right) R = 0, \quad (1.6)$$

donde m_l y l son las constantes de separación y a las cuales deben encontrarse las condiciones necesarias para que las tres ecuaciones tengan solución.

Observemos que las ecuaciones (1.4) y (1.5) corresponden a las ecuaciones de la parte angular del átomo de hidrógeno. Es decir, los armónicos esféricos son solución angular

$$Y_m^l(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\varphi}, \quad (1.7)$$

por lo que solamente queda trabajar con la parte radial, ecuación (1.6).

Haciendo un re escalamiento para la función radial $P(r) = rR(r)$ y $\rho = kr$ donde $k = \sqrt{\frac{-2\mu E}{\hbar^2}}$, y sustituyendo en la ecuación (1.6) se obtiene

$$\frac{d^2P}{d\rho^2} - \left(\frac{\rho_0}{\rho} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} - 1 \right) P = 0, \quad (1.8)$$

$$\text{con } \rho_0 = \frac{e^2 m}{2k\pi\hbar^2\epsilon_0}.$$

A pesar de que la ecuación (1.8) es muy similar a la ecuación radial para el hidrógeno, existe una sutil diferencia. Esta diferencia está dada por el tipo de condiciones a la frontera impuestas a esta última ecuación.

En la ecuación del hidrógeno, las condiciones a la frontera imponían una $R(r)$ finita cuando $r \rightarrow 0$ y $R(r) \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow \infty$. Lo cual se traduce a que $P(\rho) \rightarrow 0$ cuando $\rho \rightarrow 0$ y $P(\rho) \rightarrow 0$ cuando $\rho \rightarrow \infty$. La condición al infinito queda invariante en nuestro caso, sin embargo, la condición a cero debe cambiar. Considerando que la nube electrónica del rubidio tiene un radio r_0 entonces la nueva condición a la frontera hace que la función $R(r)$ debe ser continua en $r = r_0$ lo cuál se traduce en que $P(\rho)$ debe ser continua en $\rho = kr_0$. Gallagher

[2], explica que este cambio en la condición a la frontera es un desfase τ respecto a las soluciones del hidrógeno.

Al considerar $\rho \gg r_0$ la ecuación (1.8) queda como

$$\frac{d^2 P}{d\rho^2} - P = 0, \quad (1.9)$$

la cual tiene como solución

$$P(E, l, r) = f(E, l, r) \cos(\tau) - g(E, l, r) \sin(\tau), \quad (1.10)$$

donde f y g están dadas por [16, 17],

$$\begin{aligned} f(E, l, r) &= A(\nu, l) r^{-\nu} e^r \sin(\pi\nu) - B(\nu, l) r^\nu e^{-r} \cos(\pi\nu), \\ g(E, l, r) &= -A(\nu, l) r^{-\nu} e^r \cos(\pi\nu) - B(\nu, l) r^\nu e^{-r} \sin(\pi\nu), \end{aligned}$$

imponiendo la condición de que

$$E = \frac{Ry}{\nu^2}, \quad (1.11)$$

a la constante Ry se le conoce como constante de Rydberg y está dada por

$$Ry = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{\mu e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2} \right)^2.$$

Aplicando la condición a la frontera en infinito, se tiene que

$$0 = \sin(\pi\nu) \cos(\tau) + \cos(\pi\nu) \sin(\tau) = \sin(\pi\nu + \tau), \quad (1.12)$$

por lo tanto, se debe cumplir que $\pi\nu\tau = n\pi$ con $n \in \mathbb{Z}$ esto implica que el desfase producido por la nube electrónica debe ser de la forma $\nu = n - \frac{\tau}{\pi}$ y, por lo tanto, la ecuación (1.11) queda como

$$E = \frac{Ry}{(n - \delta)^2}, \quad (1.13)$$

donde $\delta = \frac{\tau}{\pi}$ es conocido como el defecto cuántico.

Recurriendo nuevamente a Gallagher [2] se tiene que

$$E_n = IP - \frac{Ry}{(n - \delta_{nl})^2}, \quad (1.14)$$

$$\delta_{nl} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \frac{\delta_6}{(n - \delta_0)^6} + \dots, \quad (1.15)$$

donde E_n es la energía a partir del estado base del átomo hasta el estado nl .

Una forma natural de generar los estados de Rydberg es por medio de la interacción de la luz con la materia. En particular, la aproximación dipolar eléctrica permite obtener reglas para generar estas transiciones, dichas reglas serán revisadas en la siguiente sección.

1.2. Átomos de rubidio

Si una partícula con carga eléctrica es acelerada entonces esta emitirá radiación electromagnética. Más aún, si la partícula está oscilando, la radiación electromagnética tendrá la misma frecuencia con la que oscila la partícula. Este efecto es observable en los átomos a través de sus espectros de absorción y emisión, sin embargo es de notar que dichas transiciones se dan siguiendo reglas muy específicas.

En dicha interacción los procesos más probables corresponden a las transiciones dipolares eléctricas y es posible calcular las reglas de selección. En [18], se encuentra un desarrollo completo del procedimiento. Las reglas de selección para las transiciones dipolares eléctricas están dadas por

$$\Delta l = \pm 1 \tag{1.16}$$

$$\Delta s = 0 \tag{1.17}$$

$$\Delta j = \pm 1, 0 \tag{1.18}$$

$$\Delta m_j = \pm 1, 0 \tag{1.19}$$

las dos últimas igualdades son validas siempre que no sean transiciones $j = 0 \rightarrow j = 0$ o, en el caso de que $\Delta j = 0$, no es posible $m_j = 0 \rightarrow m_j = 0$.

Además, si consideramos el acoplamiento entre el espín del electrón en la última capa, \vec{S} , y el momento angular del átomo, \vec{L} , se obtiene la estructura fina átomo. Es decir, los niveles de energía se desdoblan, ya no son degenerados, y se tiene el momento angular total del electrón denotado por $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$. Si además, se considera el momento angular del núcleo, \vec{I} , se obtiene el momento angular total del átomo $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. Esto proporciona la estructura hiperfina del átomo desdoblando los niveles finos de energía.

Al considerar la estructura hiperfina se obtienen nuevas reglas de selección

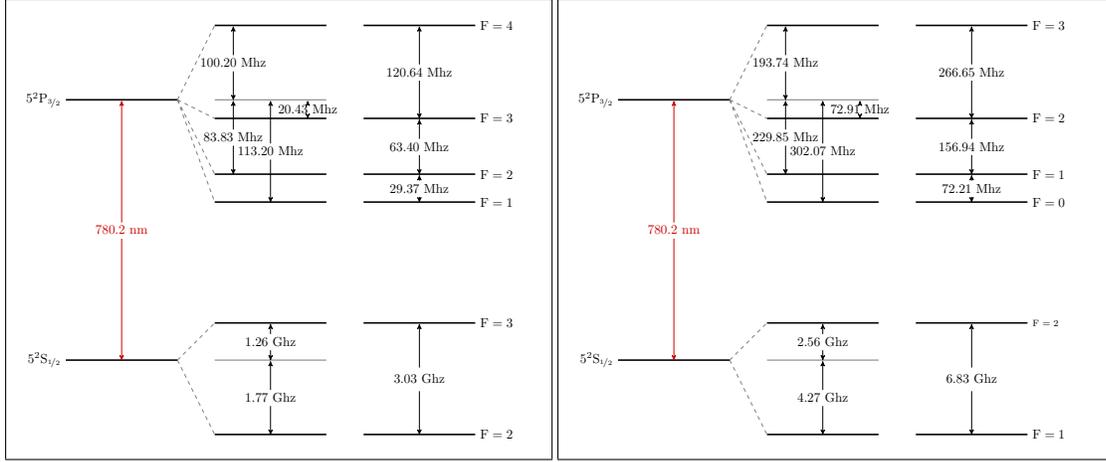


Figura 1.2: Diagrama de los niveles de energía para el Rubidio 85 a los que ya se puede llegar en el laboratorio, información obtenida de [8].

Figura 1.3: Diagrama de los niveles de energía para el Rubidio 87 a los que ya se puede llegar en el laboratorio, información obtenida de [9].

para las transiciones dipolares eléctricas

$$\Delta L = \pm 1, 0 \quad (1.20)$$

$$\Delta F = \pm 1, 0 \quad (1.21)$$

$$\Delta M_F = \pm 1, 0 \quad (1.22)$$

En el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM se tiene un control sobre el proceso en escalera de las transiciones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ y $5p_{3/2} \rightarrow 5d_{3/2}$ ($5p_{3/2} \rightarrow 5d_{5/2}$) la propuesta es usar un láser para generar estados de Rydberg a partir del estado $5d_{3/2}$ ($5d_{5/2}$). Haciendo uso de los diodos disponibles en el laboratorio, se propuso construir una cavidad óptica que permita la emisión láser en un rango de 1290 nm a 1330 nm, cuya caracterización se mostrará en el capítulo 4. En las figuras 1.2 y 1.3 se muestran los niveles $5s_{1/2}$ y $5p_{3/2}$ para el rubidio 85 y rubidio 87, respectivamente.

Debido a que se trabajará con el rubidio, es necesario calcular los niveles de energía a partir de la ecuación del defecto cuántico obtenida en la sección anterior, y de esta forma determinar las longitudes de onda asociadas a estos niveles de energía.

1.3. Niveles de Rydberg en el rubidio

Comenzaremos retomando la ecuación 1.14, con lo cual se tiene que

$$E_n = IP - \frac{Ry}{(n - \delta_{nl})^2},$$

$$\delta_{nl} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \frac{\delta_6}{(n - \delta_0)^6} + \dots,$$

para el rubidio, donde E_n es la energía a partir del estado base, $5s$, hasta el estado nl . De [8] se obtuvo $IP = 33690.798(2) \text{ cm}^{-1}$, la cual es la energía de ionización del rubidio. Y de [19] se obtuvo $Ry = 109736.605 \text{ cm}^{-1}$. Así como los valores para δ_0 y δ_2 , mostrados en la tabla 1.2.

Tabla 1.2: Valores de defecto cuántico para el rubidio 85.

l	j	δ_0	δ_2
s[20]	1/2	3.131804 ± 0.000010	0.1784 ± 0.0006
p[20]	1/2	2.6548849 ± 0.0000010	0.2900 ± 0.0006
p[20]	3/2	2.6416737 ± 0.0000010	0.2950 ± 0.0007
d[20]	3/2	1.34809171 ± 0.00000040	-0.60286 ± 0.00026
d[20]	5/2	1.34646572 ± 0.00000030	-0.59600 ± 0.00018
f[21]	5/2	0.0165192 ± 0.00000009	-0.085 ± 0.009
f[21]	7/2	0.0165437 ± 0.00000007	-0.086 ± 0.007

Con la ecuación de defecto cuántico y los valores de δ_0 y δ_2 mostrados en la tabla 1.2, es posible calcular los niveles de energía y por ende la longitud de onda necesaria para llegar a dichos niveles. Como estamos partiendo del nivel $5d_{3/2}$ ($5d_{5/2}$) entonces, de acuerdo a las reglas de selección, los posibles niveles a lo que podemos llegar son $np_{3/2}$, $np_{5/2}$, $nf_{3/2}$ y $nf_{7/2}$ dependiendo de si se parte del nivel $5d_{3/2}$ o $5d_{5/2}$. Los resultados obtenidos de dichos cálculos se muestran en las tablas 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8.

En los diagramas siguientes se muestran los posibles estados de Rydberg en el rubidio a los que se podría llegar usando la información mostrada en las tablas siguientes.

Tabla 1.3: Defecto cuántico y energía en el rubidio para niveles 18p a 22p.

Nivel atómico	Defecto cuántico	Energía $E \pm \delta E(\text{cm}^{-1})$
18p _{1/2}	2.656 ± 0.038	33224.70 ± 2.30
18p _{3/2}	2.643 ± 0.038	33225.50 ± 2.33
19p _{1/2}	2.656 ± 0.035	33280.00 ± 1.78
19p _{3/2}	2.643 ± 0.036	33280.66 ± 1.81
20p _{1/2}	2.656 ± 0.033	33326.01 ± 1.41
20p _{3/2}	2.643 ± 0.034	33326.56 ± 1.43
21p _{1/2}	2.656 ± 0.032	33364.70 ± 1.12
21p _{3/2}	2.643 ± 0.032	33365.17 ± 1.14
22p _{1/2}	2.656 ± 0.030	33397.54 ± 0.91
22p _{3/2}	2.642 ± 0.030	33397.94 ± 0.92

Tabla 1.4: Defecto cuántico y energía en el rubidio para niveles 15f a 20f.

Nivel atómico	Defecto cuántico	Energía $E \pm \delta E(\text{cm}^{-1})$
15f _{5/2}	0.016 ± 0.011	33202.03 ± 0.74
15f _{7/2}	0.016 ± 0.012	33202.03 ± 0.75
16f _{5/2}	0.016 ± 0.011	33261.27 ± 0.57
16f _{7/2}	0.016 ± 0.011	33261.27 ± 0.58
17f _{5/2}	0.016 ± 0.010	33310.36 ± 0.45
17f _{7/2}	0.016 ± 0.010	33310.36 ± 0.45
18f _{5/2}	0.016 ± 0.009	33351.49 ± 0.36
18f _{7/2}	0.016 ± 0.010	33351.49 ± 0.36
19f _{5/2}	0.016 ± 0.009	33386.30 ± 0.29
19f _{7/2}	0.016 ± 0.009	33386.30 ± 0.29
20f _{5/2}	0.016 ± 0.009	33416.01 ± 0.23
20f _{7/2}	0.016 ± 0.009	33416.01 ± 0.24

Tabla 1.5: Niveles de Rydberg, longitud de onda e intervalo de error de la longitud de onda tanto en longitud de onda como en frecuencia para llegar a ellos a partir del nivel $5d_{3/2}$ en el rubido.

Nivel atómico	Diferencia con el nivel $5d_{3/2}$ $E \pm \delta E(\text{cm}^{-1})$	Longitud de onda $\lambda \pm \delta\lambda(\text{nm})$	Frecuencia $\delta\nu(\text{GHz})$
$18p_{1/2}$	7562.25 ± 2.30	1322.36 ± 0.021	3.57
$18p_{3/2}$	7563.05 ± 2.33	1322.22 ± 0.021	3.62
$19p_{1/2}$	7617.55 ± 1.78	1312.76 ± 0.016	2.80
$19p_{3/2}$	7618.21 ± 1.81	1312.64 ± 0.016	2.84
$20p_{1/2}$	7663.56 ± 1.41	1304.88 ± 0.013	2.23
$20p_{3/2}$	7664.11 ± 1.43	1304.78 ± 0.013	2.26
$21p_{1/2}$	7702.25 ± 1.12	1298.32 ± 0.010	1.80
$21p_{3/2}$	7702.72 ± 1.14	1298.24 ± 0.010	1.82
$22p_{1/2}$	7735.10 ± 0.91	1292.81 ± 0.008	1.46
$22p_{3/2}$	7735.49 ± 0.92	1292.74 ± 0.008	1.48

Tabla 1.6: Niveles de Rydberg, longitud de onda e intervalo de error de la longitud de onda tanto en longitud de onda como en frecuencia para llegar a ellos a partir del nivel $5d_{3/2}$ en el rubido.

Nivel atómico	Diferencia con el nivel $5d_{3/2}$ $E \pm \delta E(\text{cm}^{-1})$	Longitud de onda $\lambda \pm \delta\lambda(\text{nm})$	Frecuencia $\delta\nu(\text{GHz})$
$15f_{5/2}$	7539.58 ± 0.74	1326.33 ± 0.007	1.15
$16f_{5/2}$	7598.82 ± 0.57	1315.99 ± 0.005	0.90
$17f_{5/2}$	7647.91 ± 0.45	1307.55 ± 0.004	0.71
$18f_{5/2}$	7689.04 ± 0.36	1300.55 ± 0.003	0.57
$19f_{5/2}$	7723.85 ± 0.29	1294.69 ± 0.003	0.46
$20f_{5/2}$	7753.56 ± 0.23	1289.73 ± 0.002	0.38

Tabla 1.7: Niveles de Rydberg, longitud de onda e intervalo de error de la longitud de onda tanto en longitud de onda como en frecuencia para llegar a ellos a partir del nivel $5d_{5/2}$ en el rubido.

Nivel atómico	Diferencia con el nivel $5d_{5/2}$ cm^{-1}	Longitud de onda $\lambda \pm \delta\lambda(\text{nm})$	Frecuencia $\delta\nu(\text{GHz})$
$18p_{1/2}$	7558.39 ± 2.30	1323.03 ± 0.02	3.56
$19p_{1/2}$	7613.56 ± 1.78	1313.45 ± 0.02	2.79
$20p_{1/2}$	7659.46 ± 1.41	1305.58 ± 0.01	2.22
$21p_{1/2}$	7698.06 ± 1.12	1299.03 ± 0.01	1.79
$22p_{1/2}$	7730.84 ± 0.91	1293.52 ± 0.01	1.46

Tabla 1.8: Niveles de Rydberg, longitud de onda e intervalo de error de la longitud de onda tanto en longitud de onda como en frecuencia para llegar a ellos a partir del nivel $5d_{5/2}$ en el rubido.

Nivel atómico	Diferencia con el nivel $5d_{5/2}$ cm^{-1}	Longitud de onda $\lambda \pm \delta\lambda(\text{nm})$	Frecuencia $\delta\nu(\text{GHz})$
$15f_{5/2}$	7534.93 ± 0.74	1327.15 ± 0.007	1.15
$15f_{7/2}$	7534.93 ± 0.75	1327.15 ± 0.007	1.16
$16f_{5/2}$	7594.17 ± 0.57	1316.80 ± 0.005	0.90
$16f_{7/2}$	7594.17 ± 0.58	1316.80 ± 0.005	0.91
$17f_{5/2}$	7643.26 ± 0.45	1308.34 ± 0.004	0.71
$17f_{7/2}$	7643.26 ± 0.45	1308.34 ± 0.004	0.72
$18f_{5/2}$	7684.39 ± 0.36	1301.34 ± 0.003	0.57
$18f_{7/2}$	7684.39 ± 0.36	1301.34 ± 0.003	0.58
$19f_{5/2}$	7719.19 ± 0.29	1295.47 ± 0.003	0.46
$19f_{7/2}$	7719.19 ± 0.29	1295.47 ± 0.003	0.47
$20f_{5/2}$	7748.91 ± 0.23	1290.50 ± 0.002	0.38
$20f_{7/2}$	7748.91 ± 0.24	1290.50 ± 0.002	0.38

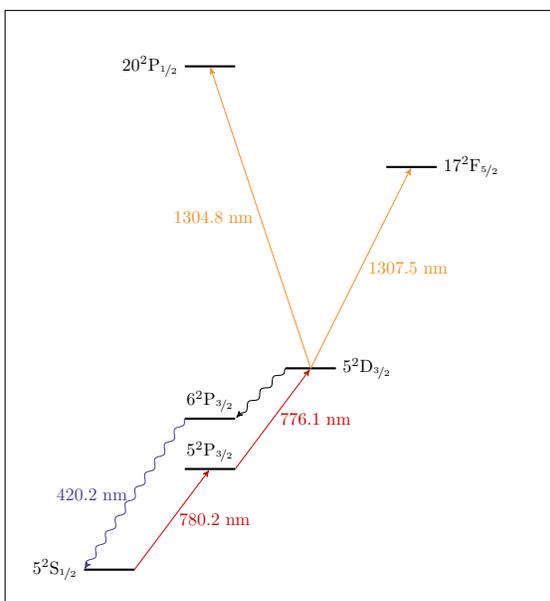


Figura 1.4: Diagrama de los niveles de energía para el Rubidio con los que se trabaja en el laboratorio y algunos posibles niveles a los que se propone llegar, construido a partir de la información presentada en las tablas 1.5 y 1.6.

De las tablas 1.5 - 1.8 podemos ver que existen diversos estados de Rydberg en el rubidio accesibles para las longitudes de onda emitidas por el diodo láser. Esto nos lleva a concluir que para lograr excitar dichos niveles, se requiere de fuentes coherentes con condiciones tales que dichas transiciones se logren. Es decir, es necesario construir una cavidad óptica que permita sintonizar un diodo láser en el rango de 1290 nm a 1330 nm.

Debido a que para generar estas transiciones usaremos luz altamente monocromática y coherente, en el siguiente capítulo se revisarán los principios del láser para determinar las características principales de este sistema.

Capítulo 2

Láser

El término láser es acrónimo de Amplificación de Luz por Emisión Estimulada de Radiación (LASER, por sus siglas en inglés). El láser usa emisión estimulada para amplificar y retroalimentación para reducir el ancho de emisión. En términos generales, un láser consiste de un medio de amplificación, donde ocurre la emisión estimulada, y una cavidad resonante que permite regresar la luz amplificada al medio para iterar la amplificación [18].

Las propiedades más notables de un láser son su alta intensidad, direccionalidad, coherencia y, con el diseño adecuado, su luz monocromática y un alto grado de polarización [22].

En este capítulo se realizará una revisión sobre las bases principales del funcionamiento de un láser. Sin embargo, para una revisión exhaustiva el lector puede referirse a [18, 22–26].

Se realizará una revisión de lo que es el medio activo de un láser, en este caso será el semiconductor que forma el diodo láser. También se revisará el concepto de cavidad resonante, la cual servirá como filtro para reducir el ancho de emisión del diodo láser. Y por último se revisará algunos conceptos referentes a rejillas de difracción y filtros de interferencia, los cuales servirán como selectores de longitud de onda.

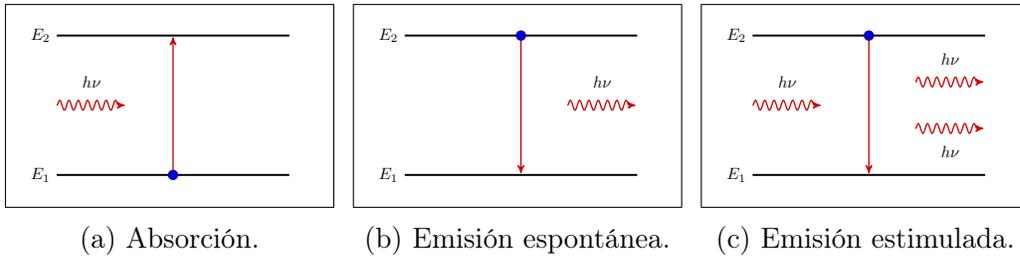


Figura 2.1: Interacción de la luz con la materia en un sistema de dos niveles de energía.

2.1. Medio activo

2.1.1. Interacción luz con átomos.

La interacción entre luz (fotones) y materia permite a un átomo emitir (crear) o absorber (aniquilar) un fotón. Consideremos un átomo con dos niveles de energía E_1 y E_2 , de tal forma que $\Delta E = h\nu$ y consideremos un fotón con energía $h\nu$, en este caso existen tres posibles resultados al momento que el fotón interacciona con el átomo. En caso de que el átomo tenga un electrón en el nivel E_1 se puede dar la absorción, ocasionando que el electrón absorba el fotón y pase al nivel E_2 , figura 2.1a.

Si el electrón ya se encuentra en el nivel E_2 existen dos posibilidades. Una es que el electrón simplemente emita espontáneamente un fotón con energía $h\nu$ y decaiga al nivel E_1 , figura 2.1b. La otra posibilidad es que si ocurriera que un segundo fotón de energía también $h\nu$ llegara a interactuar con el sistema excitado, entonces dará lugar a que se este estimule al electrón a emitir otro fotón con energía $h\nu$ en la misma dirección y con la misma fase, es decir, ambos fotones serían coherentes, y el electrón decaerá al nivel E_1 , figura 2.1c.

Las interacciones descritas en la figura 2.1 fueron presentadas por vez primera en [27]. Aquí se hace una breve descripción de dicho concepto, para un desarrollo completo se puede revisar [18, 25, 28].

Consideremos un átomo con niveles de energía E_k y E_i tal que $\Delta E = E_i - E_k = h\nu$ y un campo de radiación electromagnética con densidad de energía espectral $\rho(\nu)$. La probabilidad de que el átomo absorba un fotón con energía $h\nu$ está dada por

$$\frac{dP_{ki}}{dt} = B_{ki}\rho(\nu) \quad (2.1)$$

donde $\rho(\nu) = n(\nu)h\nu$, con $n(\nu)$ es el número de fotones por unidad de volumen con frecuencia ν . El coeficiente B_{ki} es llamado el coeficiente de absorción de Einstein.

Por otro lado, el campo de radiación también puede inducir que el átomo emita un fotón con energía $h\nu$. La probabilidad de que suceda una emisión estimulada está dada por

$$\frac{dP_{ik}}{dt} = B_{ik}\rho(\nu) \quad (2.2)$$

en este caso el coeficiente B_{ik} es conocido como el coeficiente de emisión estimulada de Einstein.

Además, tenemos la emisión espontánea del átomo, en este caso dicha emisión no depende del campo de radiación y la probabilidad de que suceda es

$$\frac{dP'_{ik}}{dt} = A_{ik} \quad (2.3)$$

el coeficiente A_{ik} es el coeficiente de emisión espontánea de Einstein.

Ahora, consideremos que existen N_k átomos en el estado de energía E_k y N_i átomos en el estado de energía E_i los cuales están dentro de un campo de radiación $\rho(\nu)$ y en condiciones estacionarias. El balance detallado entre las razones de cambio entre absorción y las emisiones da lugar a que se cumpla la siguiente igualdad,

$$\frac{dP_{ki}}{dt} = \frac{dP'_{ik}}{dt} + \frac{dP_{ik}}{dt} \quad (2.4)$$

por lo tanto, se tiene que

$$B_{ki}\rho(\nu)N_k = B_{ik}\rho(\nu)N_i + A_{ik}N_i. \quad (2.5)$$

Para que la interacción ocurra, se deben de cumplir condiciones de equilibrio termodinámico, por lo tanto la razón N_i/N_k debe satisfacer la distribución de Boltzmann. Es decir,

$$\frac{N_i}{N_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{h\nu/kT} \quad (2.6)$$

donde los coeficientes g_i y g_k dependen del momento angular J al tener $2J + 1$ estados degenerados. Entonces combinando las ecuaciones (2.5) y (2.6), se tiene

$$\frac{B_{ki}\rho(\nu)}{B_{ik}\rho(\nu) + A_{ik}} = \frac{g_i}{g_k} e^{h\nu/kT} \quad (2.7)$$

despejando $\rho(\nu)$ se obtiene

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{ik}}{B_{ik}}}{\frac{g_i B_{ik}}{g_k B_{ki}} (e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (2.8)$$

Sin embargo, al comparar la ecuación (2.8) con la formula de Planck para la densidad de energía espectral del campo de radiación

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.9)$$

llegamos a la conclusión de que

$$\frac{A_{ik}}{B_{ik}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad \text{y} \quad \frac{g_i B_{ik}}{g_k B_{ki}} = 1 \quad (2.10)$$

es decir, obtenemos las relaciones entre los coeficientes de Einstein

$$A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik} \quad (2.11)$$

$$B_{ik} = \frac{g_i}{g_k} B_{ki} \quad (2.12)$$

Las ecuaciones anteriores implican que si los estados degenerados en los niveles E_k y E_i son los mismos, entonces $B_{ik} = B_{ki}$. Es decir que en dicho caso, los coeficientes de absorción y emisión estimulada son los mismos.

Por otro lado, se tiene una relación entre el coeficiente de emisión espontánea y el coeficiente de emisión estimulada. Esta relación depende del número de modos que existen por unidad de frecuencia.

Estas relaciones cobran importancia al momento de tener un medio activo dentro de una cavidad resonante, esto debido a que al hacer que los fotones estén confinados en la cavidad queremos inducir la emisión estimulada. Por lo tanto es necesario tener una mayor cantidad de átomos en el nivel superior E_i en comparación con el número de átomos en el nivel inferior E_k . A este fenómeno se le conoce como inversión de población y es necesario establecer dicha condición de excitación a fin de lograr la emisión monocromática de luz. Es importante hacer notar que entre menos desviaciones existan de la transición de máxima probabilidad, las estabilidad espectral cobra relevancia sustantiva.

2.1.2. Interacción de fotones con portadores de carga.

Debido a que se usará un diodo láser como fuente de luz, en esta sección se describirá la forma en que los fotones interactúan con semiconductores.

Análogamente al caso del átomo de dos niveles, en el semiconductor existen tres posibles interacciones entre el campo electromagnético los cuales son la absorción, figura 2.2a, la emisión espontánea, figura 2.2b o la emisión estimulada, 2.2c. La principal diferencia radica en que en el semiconductor no se da únicamente para un valor específico de energía.

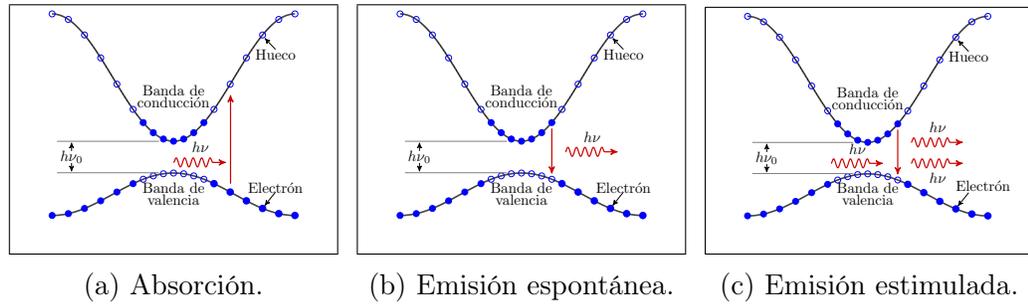


Figura 2.2: Interacción de la luz con un semiconductor en sus bandas de valencia y conducción.

Consideremos un semiconductor cuya brecha energética tiene el valor $E_0 = h\nu_0$, figura 2.2. En este caso, los electrones que se encuentren en la banda de valencia únicamente podrán absorber un fotón si este tiene una frecuencia $\nu \geq \nu_0$ de tal forma que el electrón toma el lugar de un hueco en la banda de conducción y se genera un hueco en la banda de valencia.

De manera análoga, los electrones en la banda de conducción únicamente decaerán a la banda de valencia cuando emitan un fotón, ya sea por emisión espontánea o estimulada, cuya energía sea mayor a E_0 .

En este caso la inyección de corriente en el semiconductor promueve la inversión de población necesaria para que la emisión estimulada predomine. El punto donde se da la inversión de población es justamente donde deja de comportarse como un diodo común y empieza a comportarse como un láser.

Debido a que la cavidad de un diodo láser es del orden de cientos de micrómetros de longitud, las variaciones de temperatura e incluso perturbaciones mecánicas modifican la cavidad y por ende afectan la frecuencia emitida por el diodo, generando así un ancho de emisión en la luz del láser. La forma de disminuir

los efectos de estos factores es a través de una cavidad externa cuyas dimensiones son varios ordenes de magnitud mayores a la cavidad del diodo. Esto permite disminuir el ancho de emisión y tener una mayor estabilidad en las frecuencias emitidas.

2.2. Cavidad resonante

Con el fin de generar la emisión estimulada de radiación en un láser, es necesario forzar a la luz que pase múltiples veces por el medio activo. A pesar de esto, resolviendo la ecuación de onda en el vacío es suficiente debido a que la mayoría de los láseres tienen medios activos homogéneos [24].

Para esto, consideraremos una cavidad rectangular delimitada por los planos $x = 0, x = L_x, y = 0, y = L_y, z = 0$ y $z = L_z$ y resolveremos la ecuación de onda en el vacío

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.13)$$

donde $\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t)$ y debe cumplir las condiciones a la frontera tal que las componentes paralelas a una pared deben anularse en dicha pared, *i.e.*, si consideramos E_x, E_y, E_z las componentes del vector del campo eléctrico entonces se debe cumplir que

$$\begin{aligned} E_x(x, 0, z, t) &= E_x(x, L_y, z, t) = 0 \\ E_x(x, y, 0, t) &= E_x(x, y, L_z, t) = 0 \\ E_y(0, y, z, t) &= E_y(L_x, y, z, t) = 0 \\ E_y(x, y, 0, t) &= E_y(x, y, L_z, t) = 0 \\ E_z(0, y, z, t) &= E_z(L_x, y, z, t) = 0 \\ E_z(x, 0, z, t) &= E_z(x, L_y, z, t) = 0 \end{aligned}$$

Resolveremos la ecuación para una onda monocromática con frecuencia angular $\omega = 2\pi\nu$ para obtener las condiciones que debe cumplir dicha onda. Por lo tanto, consideraremos el campo eléctrico de la forma $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$. Sustituyendo dicha expresión en la ecuación (2.13) obtenemos

$$\nabla^2 \vec{E}_0 + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}_0 = 0 \quad (2.14)$$

aplicando el laplaciano a cada coordenada de campo eléctrico, obtenemos las ecuaciones

$$\nabla^2 E_{0x} + k^2 E_{0x} = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 E_{0y} + k^2 E_{0y} = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla^2 E_{0z} + k^2 E_{0z} = 0 \quad (2.17)$$

donde $k = \omega/c$. Se procederá a resolver la ecuación para E_{0x} debido a que las otras dos son análogas.

Usando el método de separación de variables, suponemos que $E_{0x}(x, y, z) = F(x)G(y)H(z)$ y sustituyéndolo en la ecuación (2.15) obtenemos

$$GH \frac{d^2 F}{dx^2} + FH \frac{d^2 G}{dy^2} + FG \frac{d^2 H}{dz^2} + k^2 = 0$$

dividiendo entre FGH obtenemos

$$\frac{1}{F} \frac{d^2 F}{dx^2} + \frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dy^2} + \frac{1}{H} \frac{d^2 H}{dz^2} = 0 \quad (2.18)$$

La ecuación (2.18) es la suma de tres términos donde cada uno depende únicamente de una variable diferente, por lo tanto se debe cumplir que

$$\frac{1}{F} \frac{d^2 F}{dx^2} = -k_x^2 \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dy^2} = -k_y^2 \quad (2.20)$$

$$\frac{1}{H} \frac{d^2 H}{dz^2} = -k_z^2 \quad (2.21)$$

tal que $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$

Además, las condiciones a la frontera para el campo eléctrico, implican que

$$G(y = 0) = 0 = G(y = L_y)$$

$$H(z = 0) = 0 = H(z = L_z)$$

Por un lado, las condiciones a la frontera $G(0) = 0$ y $H(0) = 0$ dan como soluciones

$$G(y) = \text{sen}(k_y y) \quad H(z) = \text{sen}(k_z z) \quad (2.22)$$

mientras que las condiciones a la frontera $G(L_y) = 0$ y $H(L_z) = 0$ se traducen en que

$$k_y = \frac{m\pi}{L_y} \quad m \in \mathbb{N} \quad k_z = \frac{n\pi}{L_z} \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.23)$$

Por último, resolviendo la ecuación para $F(x)$ y considerando que, para que exista el campo eléctrico, la función no se debe anular ni en $x = 0$ ni en $x = L_x$, entonces se propone

$$F(x) = \cos(k_x x) \quad (2.24)$$

$$k_x = \frac{l\pi}{L_x} \quad (2.25)$$

Procediendo de manera enteramente análoga para E_{0y} y E_{0z} y juntando los resultados obtenidos en las ecuaciones (2.22), (2.23) y (2.24) tenemos que las componentes del campo eléctrico están dadas por

$$E_x(x, y, z, t) = A_x e^{-i\omega t} \cos\left(\frac{l\pi}{L_x} x\right) \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{L_y} y\right) \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{L_z} z\right) \quad (2.26)$$

$$E_y(x, y, z, t) = A_y e^{-i\omega t} \operatorname{sen}\left(\frac{l\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{L_y} y\right) \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi}{L_z} z\right) \quad (2.27)$$

$$E_z(x, y, z, t) = A_z e^{-i\omega t} \operatorname{sen}\left(\frac{l\pi}{L_x} x\right) \operatorname{sen}\left(\frac{m\pi}{L_y} y\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L_z} z\right) \quad (2.28)$$

donde las amplitudes A_x , A_y y A_z están determinadas por la ley de Gauss en el vacío, es decir, $\nabla \cdot \vec{E} = 0$.

Recordando que $k = \omega/c$, $\omega = 2\pi\nu$ y considerando el resultado anterior, se tiene que

$$\nu = \frac{c}{2} \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2} + \frac{n^2}{L_z^2} \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

o, en términos de la longitud de onda $c = \nu\lambda$, se tiene

$$\frac{2}{\lambda} = \left(\frac{l^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_y^2} + \frac{n^2}{L_z^2} \right)^{1/2} \quad (2.30)$$

En particular, nos interesa la cavidad resonante en un solo eje el cual será el eje de emisión del láser. Esto significa que la ecuación (2.30) se simplifica a la forma

$$L = m \left(\frac{\lambda}{2} \right) \quad (2.31)$$

esta ecuación implica que las únicas ondas que se mantienen dentro de la cavidad a lo largo del eje de emisión son aquellas cuya longitud de onda cumple la relación dada en la ecuación (2.31).

Hasta este momento, ya se tiene el medio activo y la cavidad externa que permite retroalimentar la emisión estimulada y que a su vez funciona como un filtro para reducir el ancho de emisión de la luz. Sin embargo, falta un sistema que permita seleccionar uno de los diversos modos que pueden mantenerse dentro de la cavidad. En este caso, se revisarán dos métodos particulares, uno es usando una rejilla de difracción y el otro es por medio de un filtro de interferencia.

2.3. Selección de longitud de onda

La propuesta de este trabajo es explorar dos métodos para realizar la selección de los modos normales generados por un diodo láser y que se sostienen en la cavidad externa. El objetivo es analizar las ventajas de cada sistema para determinar la mejor forma de aprovecharlas.

Una configuración es la llamada configuración Littrow, la cual consiste en el uso de rejillas de difracción. mientras que al usar filtros de interferencia dieléctricos, se generará la configuración cat-eye.

2.3.1. Configuración Littrow

En esta sección recordaremos la teoría para las rejillas de difracción con el objetivo de entender la forma en que se realiza la selección de la longitud de onda en un láser al usar rejillas de difracción. Para un estudio completo sobre la teoría de difracción ver [25, 29].

De acuerdo con [29], una rejilla de difracción es un arreglo repetitivo de elementos que producen difracción los cuales tienen el efecto de producir alteraciones periódicas en la fase, amplitud o ambas de la onda emergente. Lo usual es que estén fabricadas de aperturas, en el caso de rejillas de transmisión, o de obstáculos, en el caso de rejillas de reflexión.

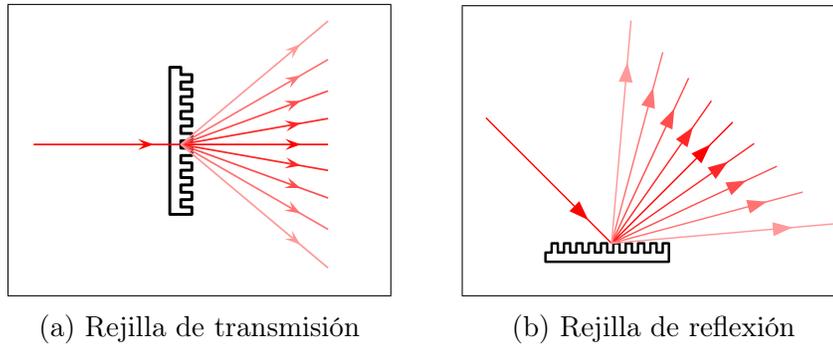


Figura 2.3: Rejillas de difracción.

La separación entre franjas contiguas (d) en una rejilla y el ángulo de incidencia de la luz (θ_i), respecto a la normal de la rejilla, y la longitud de onda (λ) de la luz incidente determinan el comportamiento de los haces difractados por la rejilla.

Para ver esto, consideremos la figura 2.4. Sabemos que la interferencia constructiva se da cuando la diferencia de caminos ópticos es un múltiplo entero de la longitud de onda [29]. En este caso la diferencia de camino óptico está dada por

$$\bar{AB} - \bar{CD} = m\lambda \quad (2.32)$$

Observando el triángulo CDD' tenemos que el ángulo en el vértice C es precisamente el ángulo de incidencia de la luz, θ_i , y el ángulo en el vértice D es complementario a θ_i . Esto debido a que la línea \bar{AD} es ortogonal al haz de incidencia \bar{CD} .

Ahora, considerando el triángulo ACD' , vemos que los ángulos en los vértices A y D' son complementarios también. Esto implica que el ángulo en A es exactamente θ_i .

Haciendo un estudio análogo para los triángulos ABB' y ACB' se llega a la conclusión que el ángulo en el vértice C del triángulo ACB' es el ángulo de reflexión θ_r .

Sustituyendo los resultados anteriores en la ecuación (2.32) y usando el hecho de que la distancia entre dos haces de luz que inciden en franjas adyacentes tienen una separación d , se obtiene

$$d(\sin \theta_i + \sin \theta_r) = m\lambda \quad (2.33)$$

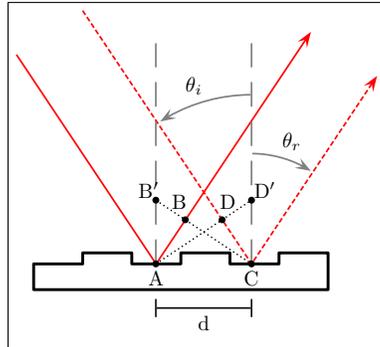


Figura 2.4: Diferencia del camino óptico entre dos haces de luz.

La ecuación (2.33) es la que indica la forma en que la luz incidente en una rejilla de difracción será difractada. Observemos que el orden cero, $m = 0$, es el único que no depende de la longitud de onda de la luz incidente

$$d(\sin \theta_i + \sin \theta_r) = 0, \quad (2.34)$$

esto implica que, para el orden cero, el ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión cumplen $\theta_i = -\theta_r$. Mientras que para los otros ordenes de difracción la longitud de onda influirá en el ángulo de reflexión.

Un caso importante es cuando el ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión cumplen $\theta_i = \theta_r$ en este caso la ecuación (2.33) se escribe de la forma

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (2.35)$$

esta ecuación es conocida como la ecuación de Bragg.

La ecuación (2.35) es importante debido a que nos permite elegir la longitud de onda, y el orden de difracción, que regresará a la fuente de luz.

Se llama configuración Littrow cuando se genera un oscilador forzado al retroalimentar el diodo, usando el orden $m = 1$, con la longitud de onda que nos interesa que emita el láser. En nuestro caso, nos interesa una longitud de onda de 1310 nm , por lo que la ecuación 2.35 indica que para $m = 1$ el ángulo de incidencia debe ser 51° .

2.3.2. Filtro de interferencia dieléctrico

En esta sección se explicará la forma en que un filtro de interferencia dieléctrico funciona con el fin de entender la forma en que se realizará la selección

de la longitud de onda en el láser cat-eye. Para información completa sobre las propiedades de un filtro de interferencia dieléctrico, revisar [30, 31].

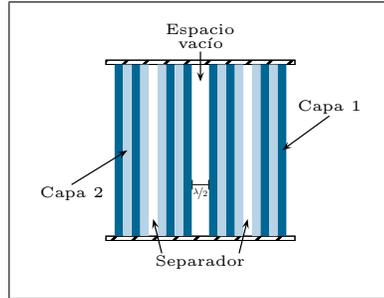


Figura 2.5: Filtro de interferencia dieléctrico. Las capas 1 y 2 son de materiales dieléctricos con índices de refracción n_1 y n_2 , respectivamente, tales que $n_1 \gg n_2$ y su grosor es de $\lambda_0/4$. El espacio vacío tiene un grosor de $\lambda_0/2$ y los separadores son espacios vacíos con un grosor de $\lambda_0/4$.

Un filtro de interferencia dieléctrico está formado por varias capas de materiales dieléctricos, figura 2.5, de tal forma que el grosor de cada capa es de $\lambda_0/4$. Esto tiene el objetivo de que la componente reflejada que pasa del sustrato con índice n_2 al sustrato con índice n_1 haya recorrido un camino óptico de $\lambda_0/2$ e interfiera con la componente reflejada del sustrato n_2 de esta forma cancelando la reflexión del material.

Por otro lado, tiene espacios vacíos cuya separación es $\lambda_0/2$ que permiten que la luz se refleje múltiples veces, figura 2.6. Como se puede observar en la figura, se forma una cavidad resonante cuya longitud es la mitad de la longitud de onda que se desea transmitir. Esto provoca que haces transmitidos interfieran entre ellos y de esta forma las longitudes de onda que son transmitidas son aquellas que tienen una interferencia constructiva.

Si el filtro tiene un espaciado de $m(\lambda_0/2)$, al incidir ortogonalmente un haz de luz en el filtro, la única longitud de onda que permitirá pasar es la de λ_0 . Sin embargo, si la incidencia ya no es normal y existe un ángulo θ de incidencia, figura 2.6, entonces el camino óptico del haz transmitido aumentará en términos de θ de forma que la condición de interferencia constructiva para la luz que recorrió una distancia d antes de volver a transmitirse será

$$2d \cos \alpha = m\lambda \quad (2.36)$$

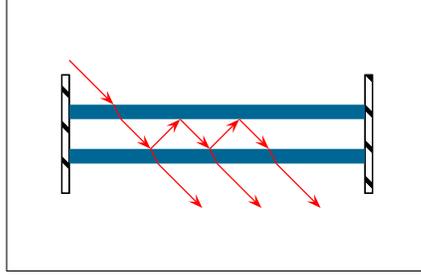


Figura 2.6: Camino óptico en un filtro de interferencia.

de acuerdo con [30, 31], en este caso se puede considerar como una la ley de Snell para la transmisión, la cual está dada por

$$\text{sen } \theta = n_{\text{eff}} \text{sen } \alpha \quad (2.37)$$

donde n_{eff} es el índice de refracción efectivo de todas las capas que forman el filtro. Substituyendo la expresión anterior en la ecuación (2.36), se tiene

$$2d \sqrt{1 - \left(\frac{\text{sen } \theta}{n_{\text{eff}}} \right)^2} = m\lambda \quad (2.38)$$

pero debido a que la cavidad tiene un múltiplo semi entero de la longitud de onda original, λ_0 , entonces se tiene que

$$\lambda(\theta) = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\text{sen } \theta}{n_{\text{eff}}} \right)^2} \quad (2.39)$$

esto significa que la longitud de onda que será transmitida por el filtro depende del ángulo de incidencia.

Con lo anterior y usando que la longitud de onda nominal del diodo es $\lambda_0 = 785 \text{ nm}$, el índice de refracción del filtro $n_{\text{eff}} = 2.09$ se encuentra que debemos tener un ángulo de incidencia de $\theta = 13.2^\circ$ para obtener una longitud de onda de emisión de 780.2 nm .

Este capítulo sirvió para tener presentes las partes fundamentales de las cavidades externas a diseñar y construir, así como los factores a tener presentes para la estabilidad en la emisión del láser. Esto, nos da las herramientas para proponer las cavidades y los factores que se deben de controlar al momento de caracterizar las cavidades.

Capítulo 3

Diseño de cavidades externas para láseres

Los diodos láser son una buena opción como fuentes de luz debido a su bajo costo, tamaño y los voltajes necesarios para obtener la emisión son bajos en comparación con los láseres de gas o de estado sólido. Además, muchos otros láseres usan un láser de diodo como mecanismo de bombeo para producir la inversión de población. En este trabajo, el diodo láser será usado como la fuente de luz dentro de la cavidad externa que servirá como filtro para reducir el ancho de emisión, además de integrar un selector de longitud de onda.

A pesar de las aparentes ventajas, los diodos láser tienen algunas desventajas como son su alta divergencia y que su estabilidad depende en gran medida de la temperatura. Es necesario tener esto en cuenta al momento de diseñar una cavidad externa para el diodo láser con el fin de que permita la emisión de radiación en una frecuencia específica.

El diseño de la cavidad externa en configuración Littrow para el láser del 1310 nm se basó principalmente en los usados en el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM. El diseño parte de lo reportado por [32–35] y siguió las características de [36] con las modificaciones correspondientes a la longitud de onda necesaria. La elección de esta configuración se debe principalmente a limitaciones técnicas ya que, hasta donde sé, no existe un filtro de interferencia comercial con el ancho y la transmisión adecuada para esta longitud de onda.

Mientras que, el diseño de la cavidad externa en configuración cat-eye para el láser de 780 nm se realizó con la finalidad de mejorar el ancho de los barridos de

frecuencia, en comparación a la configuración Littrow que existe en el laboratorio. Para esto, el diseño se basó en lo reportado por [7, 37, 38] y se fue decidiendo el componente adecuado para cada parte de acuerdo con la bibliografía y el diseño propuesto.

La cavidad externa del láser de 1310 nm fue construida con el objetivo de obtener átomos de Rydberg en el rubidio de acuerdo con los valores que se muestran en la tabla 1.5. Mientras que la cavidad externa del láser de 780 nm tiene como objetivo mejorar la estabilidad del diodo láser que funciona como base para varios experimentos de espectroscopia en rubidio debido a la transición base que se muestra en las figuras 1.2 y 1.3.

3.1. Cavidad externa en configuración Littrow para láser de 1310 nm

En esta sección se describirán las partes que componen la cavidad externa Littrow. Se procuró hacer la descripción más general posible para que sirva para cualquier otro diodo, con el mínimo de adecuaciones necesarias. Sin embargo, para algunas características se usaron las especificaciones del diodo utilizado en este trabajo, las cuales pueden encontrarse en el apéndice C.

Un láser con cavidad extendida en configuración Littrow es aquel que se forma usando una rejilla de difracción de tal forma que el ángulo de incidencia del haz en la rejilla debe cumplir

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (3.1)$$

donde d es la separación entre dos rendijas adyacentes, θ es el ángulo de incidencia del haz, λ es la longitud de onda difractada y m es el orden de la difracción.

La condición Littrow se obtiene cuando el primer orden de difracción ($m = 1$) es difractado de regreso al diodo. En la figura 3.1 se puede observar dicha configuración, la cual es formada por el diodo láser, la lente colimadora y la rejilla de difracción. El espejo que se observa es para mantener la dirección de salida del haz constante cada vez que se modifica el ángulo de la rejilla.

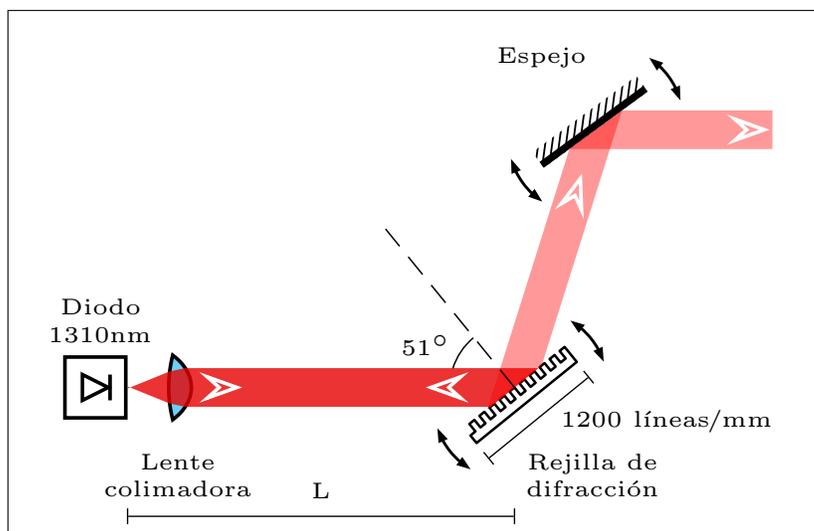


Figura 3.1: Diagrama de una cavidad extendida en configuración Littrow.

En la figura 3.2 se observan las partes que conforman el láser en configuración Littrow de 1310 nm. El diodo láser es un dispositivo semiconductor el cual al ser excitado por una corriente por él emite un haz de luz con una distribución de longitudes de onda específica. Dicha distribución es afectada por dos principales factores: la corriente y la temperatura del diodo. Esta radiación, al confinarse en una cavidad resonante adquiere características suficientes para lograr una fuente láser.

Respecto al diagrama 3.2, la lente colimadora es necesaria debido a que el diodo láser emite el haz de luz con una divergencia típica, de acuerdo con la hoja de especificaciones mostrada en el apéndice C, de $\theta_{\parallel} = 25^\circ$ y $\theta_{\perp} = 30^\circ$, por ello la lente se escoge esférica con distancia focal $f = 3.10$ mm, apertura numérica $NA_{\text{lente}} = 0.68$ y recubrimiento antirreflejante para longitudes de onda en un rango de 1050 nm a 1700 nm, a fin de poder colimar el haz de luz y de esta forma obtener un haz que pueda propagarse por varios metros sin aumentar su diámetro.

El tubo colimado, el cual es un tubo hueco que permite enroscar el diodo y la lente dentro de él para que estén en un mismo eje óptico y ajustar la distancia entre estas componentes, en este caso dicha distancia fue de (2.27 ± 0.15) mm. De esta forma, el punto de emisión del diodo se encuentra a la distancia focal de la lente para así obtener un haz colimado.

El resonador es la cavidad extendida, la cual está formada por el diodo láser y la rejilla de difracción. La distancia L entre el diodo y la rejilla permite que

sólo ciertas longitudes de onda puedan estar sustentadas por la cavidad. Dichas longitudes de onda λ deben cumplir la ecuación

$$L = m \left(\frac{\lambda}{2} \right), \quad m \in \mathbb{N}, \quad (3.2)$$

además, recordando que $c = \lambda\nu$ y expresando la ecuación (3.2) en términos de ν se tiene

$$\nu = m \frac{c}{2L} \quad (3.3)$$

entonces la separación entre dos modos adyacentes está dada por

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L} \quad (3.4)$$

lo anterior implica que conforme aumente la longitud de la cavidad existirán un mayor número de modos en esta y que su separación será menor. Al tener modos cada vez más juntos, una variación en la longitud de la cavidad generará un cambio en el modo de emisión del láser. Esto lleva a concluir distancia entre la rejilla de difracción y el diodo juega un papel importante en la estabilidad del láser, ya que entre menor sea su distancia la estabilidad del láser será mayor.

Para realizar la selección de la longitud de onda que emitirá el láser, se ajusta el ángulo de incidencia del haz en la rejilla de difracción, la cual tiene 1200^{franjas}/mm, de tal forma que se satisfaga la ecuación (3.1). Es decir, si consideramos los valores dados en la tabla 1.5, para poder hacer la selección de longitud de onda deseada se tendrá que ajustar el ángulo de incidencia en un rango de $\pm 0.6^\circ$ de tal forma que el orden de difracción $m = 1$ de la longitud deseada sea el que retroalimente el diodo. En las tablas 3.1 y 3.2 se muestran los ángulos de incidencia necesarios para las longitudes de onda buscadas.

Con esto, podemos observar que el ángulo de la rejilla respecto a la dirección de propagación del haz es importante al momento de seleccionar la longitud de onda de emisión del láser. Y que para todos los posibles valores que podemos alcanzar, el ángulo mínimo es 50.70° y el máximo es 52.78° , por esta razón, se decidió que el ángulo de construcción de la cuña que sostiene la rejilla sea de 51° y la montura nos da un rango de $\pm 3^\circ$ de ajuste alrededor de nuestro ángulo central. De esta forma es posible ajustar el ángulo de incidencia a cualquiera de los mostrados en las tablas 3.1 y 3.2.

Regresando a la figura 3.2, el piezoeléctrico (PZT1) que aquí se utiliza es un material cerámico PZT (Plomo-Zirconio-Titanio), al estar en la parte posterior

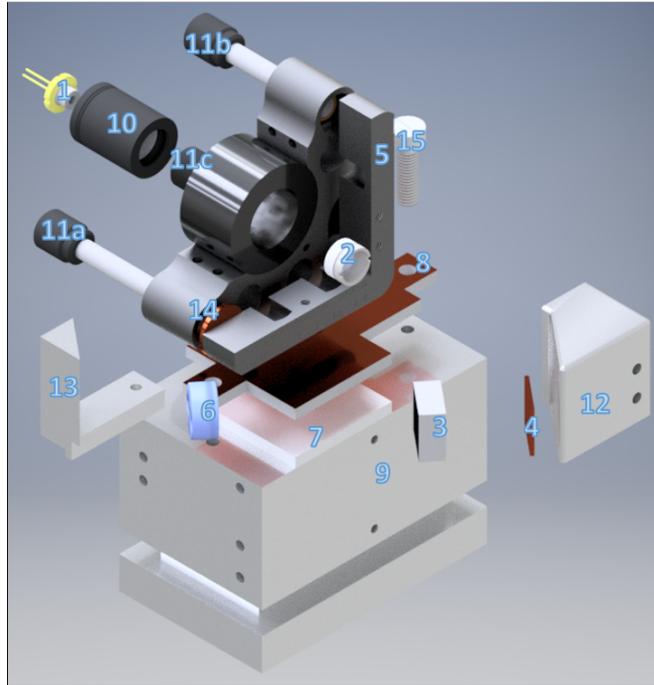
Tabla 3.1: Tabla con niveles atómicos del rubidio, longitudes de onda para alcanzar los niveles a partir del $5d_{3/2}$ y el ángulo de incidencia necesario para sintonizar el láser a dicha longitud de onda.

Nivel atómico	Longitud de onda nm	Ángulo de incidencia (grados)
$18p_{1/2}$	1322.36	52.51
$18p_{3/2}$	1322.22	52.50
$19p_{1/2}$	1312.76	51.97
$19p_{3/2}$	1312.64	51.96
$20p_{1/2}$	1304.88	51.53
$20p_{3/2}$	1304.78	51.52
$21p_{1/2}$	1298.32	51.17
$21p_{3/2}$	1298.24	51.16
$22p_{1/2}$	1292.81	50.87
$22p_{3/2}$	1292.74	50.86
$15f_{5/2}$	1326.33	52.73
$16f_{5/2}$	1315.99	52.15
$17f_{5/2}$	1307.55	51.68
$18f_{5/2}$	1300.55	51.29
$19f_{5/2}$	1294.69	50.97
$20f_{5/2}$	1289.73	50.70

Tabla 3.2: Tabla con niveles atómicos del rubidio, longitudes de onda para alcanzar los niveles a partir del $5d_{5/2}$ y el ángulo de incidencia necesario para sintonizar el láser a dicha longitud de onda.

Nivel atómico	Longitud de onda nm	Ángulo de incidencia (grados)
$18p_{1/2}$	1323.03	52.54
$19p_{1/2}$	1313.45	52.01
$20p_{1/2}$	1305.58	51.57
$21p_{1/2}$	1299.03	51.21
$22p_{1/2}$	1293.52	50.91
$15f_{5/2}$	1327.15	52.78
$15f_{7/2}$	1327.15	52.78
$16f_{5/2}$	1316.80	52.19
$16f_{7/2}$	1316.80	52.19
$17f_{5/2}$	1308.34	51.72
$17f_{7/2}$	1308.34	51.72
$18f_{5/2}$	1301.34	51.33
$18f_{7/2}$	1301.34	51.33
$19f_{5/2}$	1295.47	51.01
$19f_{7/2}$	1295.47	51.01
$20f_{5/2}$	1290.50	50.74
$20f_{7/2}$	1290.50	50.74

Figura 3.2: Componentes que forman la cavidad extendida Littrow. (1) Diodo láser, (2) lente colimadora, (3) rejilla de difracción, (4) piezoeléctrico (PZT1), (5) montura, (6) espejo, (7) peltier, (8) placa de cobre, (9) base, (10) tubo colimador, (11) tornillos micrométricos, (12) base de rejilla, (13) base del espejo, (14) piezoeléctrico (PZT2), (15) tornillo PVC.



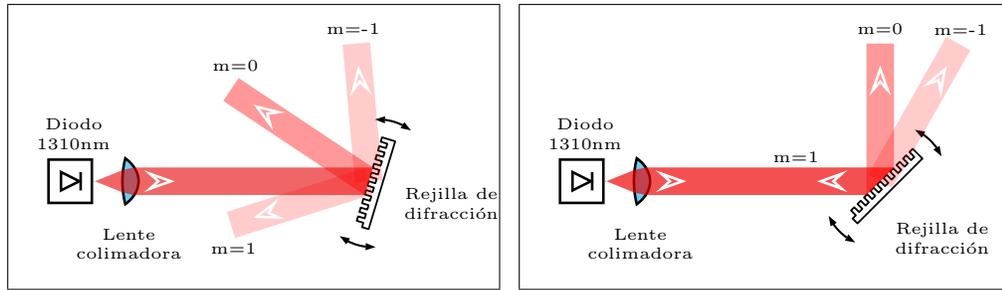
de la rejilla, provoca un cambio en la longitud de la cavidad ya que mueve la rejilla de forma paralela a la cuña y no altera el ángulo de incidencia del haz en la rejilla. Este PZT permite ajustes finos en la longitud de onda emitida por el láser.

Con la ayuda de un segundo piezoeléctrico semejante al primero (PZT2), al estar posicionado en un extremo del brazo de la montura, no sólo provoca un cambio en la longitud de onda. También cambia el ángulo de incidencia del haz en la rejilla. Esto permite realizar un barrido de frecuencias mayor, lo cual proporciona una ventaja al momento de buscar transiciones atómicas.

Los tornillos micrométricos sirven para realizar ajustes en el ángulo de la montura respecto al haz y con esto se modifica el ángulo de incidencia del haz en la rejilla de difracción, dado por la ecuación (3.1), y por ende la longitud de onda a emitir. También permiten hacer una modificación en la longitud de la cavidad de resonancia.

El tornillo (11c) tiene como función principal hacer un ajuste grueso en la longitud de la cavidad y servir como pivote para la pieza en "L".

El tornillo (11b), también conocido como tornillo de retroalimentación, como su nombre lo indica sirve para hacer el ajuste del ángulo de incidencia del haz en



(a) Caso en que el diodo no está siendo retroalimentado. (b) Momento en que el orden $m = 1$ regresa al diodo teniendo así retroalimentación

Figura 3.3: Diagramas sobre la forma en que aparecen los ordenes de difracción $m = -1, 0, 1$.

la rejilla y lograr que el orden $m = 1$ sea reflejado al diodo (ver figura 3.3) y así obtener la retroalimentación en la cavidad.

El tornillo (11a), también conocido como tornillo de sintonía, tiene como función principal hacer la selección gruesa de la longitud de onda. Esto se debe a que al mover el tornillo se modifica tanto la longitud de la cavidad como el ángulo de incidencia del haz en la rejilla. Modificando el ángulo podemos elegir el modo de resonancia que retroalimentará el diodo y así seleccionar la longitud de onda que emitirá.

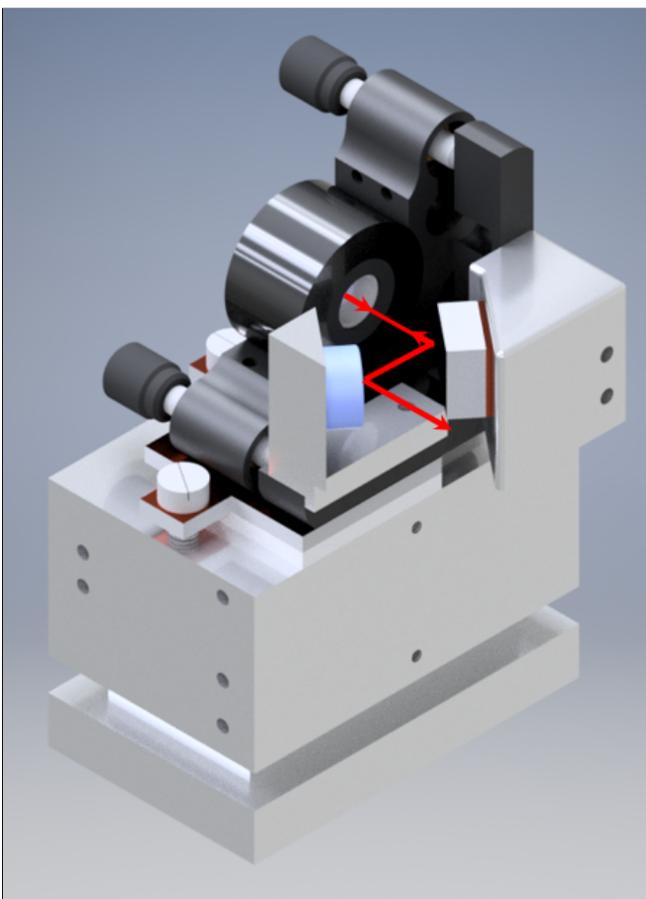
El objetivo de la montura, pieza (5) en la figura 3.2, es tener la rejilla y el espejo en un sistema rígido. Esto es debido a que el espejo va fijo a la base del espejo, tanto las bases de rejilla y del espejo están colocadas sobre la misma montura para que de esta forma el ángulo de incidencia de la rejilla al espejo sea siempre la misma y de esta forma garantizar que el haz no se desvíe al momento de realizar un ajuste. El espejo sirve para mantener la salida del haz constante sin importar los ajustes de ángulo que se realicen a la rejilla.

Un peltier, pieza (7) en la figura 3.2, es usado para controlar la temperatura del sistema, esto es debido a que el diodo láser es muy sensible a los cambios de temperatura y dichos cambios afectan la longitud de onda de emisión de este.

La placa de cobre actúa como un disipador de calor entre la montura que sostiene al diodo y el peltier para que de esta forma se pueda tener un mejor control de la temperatura.

La base de la cavidad externa, pieza (9) en la figura 3.2, aparte de servir como

Figura 3.4: Láser con cavidad extendida Littrow con una esquematización sobre la trayectoria que sigue el haz emitido por el diodo (el ángulo de incidencia real debe ser aproximadamente 51°). Se observa que al incidir el haz en la rejilla de difracción, un porcentaje de la luz regresa al diodo para retroalimentarlo (orden de difracción $m = 1$) y otro porcentaje es reflejado al espejo (orden de difracción $m = 0$). De esta forma la dirección de salida del haz no cambia aunque cambie el ángulo de incidencia para seleccionar otro modo de emisión.



soporte para todo el sistema, funciona de reservorio para que el peltier pueda controlar mejor la temperatura del sistema. Este bloque de aluminio absorbe todo el calor emitido por el peltier y lo disipa hacia la mesa óptica.

En la figura 3.4 se observan todas las piezas en su posición final y así es como queda el láser ensamblado.

3.2. Cavidad externa en configuración cat-eye para láser de 780 nm

La cavidad extendida en configuración cat-eye [7, 37, 38] consta de un filtro dieléctrico, una lente colimadora que enfoca el haz en un espejo semireflejante que tiene una relación de transmisión/reflexión de 70%/30% y una lente colimadora que vuelve a colimar el haz que es transmitido, como se puede observar en la figura 3.5. El diseño se basa en que para el filtro de interferencia la relación del ángulo de incidencia θ y longitud de onda transmitida λ está dada por

$$\lambda = \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n^2}} \quad (3.5)$$

donde λ_0 es la longitud de onda transmitida a incidencia normal y n es el índice de refracción del filtro.

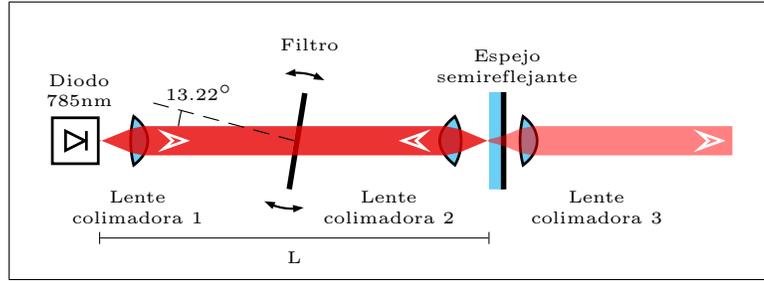


Figura 3.5: Diagrama de una cavidad extendida en configuración cat-eye.

En este caso, se usará un diodo láser que emite alrededor de los 780nm y con una divergencia, de acuerdo con la hoja de especificaciones mostrada en el apéndice C, de $\theta_{\parallel} = 9.5^{\circ}$ y $\theta_{\perp} = 23^{\circ}$. Por lo que será necesario usar una lente esférica con distancia focal $f = 6.24\text{mm}$, apertura numérica $\text{NA}_{\text{lente}} = 0.4$ y recubrimiento antireflejante para longitudes de onda en un rango de 650nm a 1050nm.

Análogamente a la sección anterior, se usará un tubo para colocar el diodo y la lente en un mismo eje óptico y ajustar una distancia de $(5.19 \pm 0.2)\text{mm}$ entre ellos. En este caso se obtiene un haz colimado es elíptico con un eje mayor de $(2.24 \pm 0.01)\text{mm}$ y un eje menor de $(1.558 \pm 0.008)\text{mm}$.

En este diseño se tiene que el filtro dieléctrico, cuya curva de transmisión es de forma rectangular con centro en 780 nm, ancho de 3 nm y una transmisión

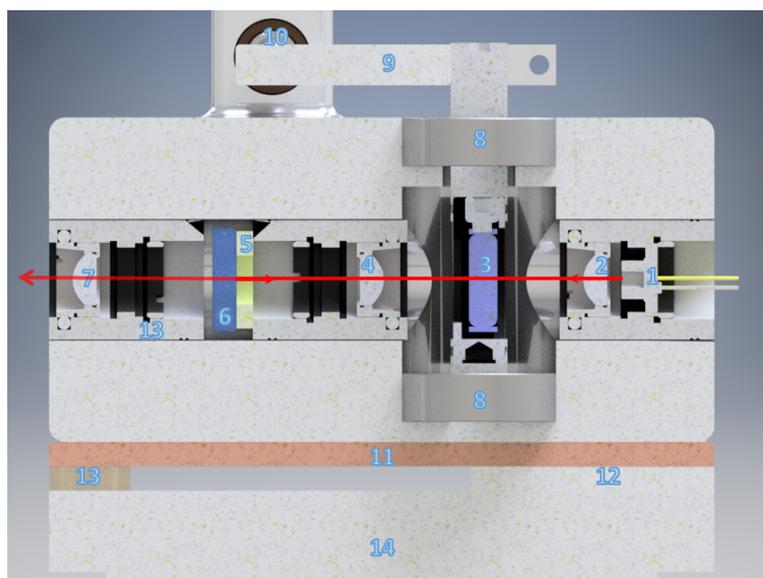


Figura 3.6: Componentes que forman la cavidad extendida cat-eye. (1) Diodo láser, (2) Lente colimadora (L1), (3) Filtro dieléctrico, (4) Lente colimadora (L2), (5) Piezoeléctrico (PZT), (6) Espejo semireflejante, (7) Lente colimadora (L3), (8) Rodamientos, (9) Brazo de palanca, (10) Tornillo micrométrico, (11) Placa de cobre, (12) Peltier, (13) Base de PVC, (14) Base.

del 90 % únicamente hace el trabajo de seleccionar la longitud de onda que será emitida por el láser, de acuerdo con la ecuación (3.5). Mientras que el espejo semireflejante será el que forme la cavidad externa con el diodo. De esta forma es posible modificar el ángulo del filtro sin afectar la longitud de la cavidad o modificar la longitud de la cavidad sin alterar el ángulo del filtro, característica que no se tiene en la configuración Littrow. En este caso, es necesario que el haz incida en el filtro con un ángulo de 13.22° respecto a la normal, figura 3.5, para que la longitud transmitida sea de 780.2 nm.

En la figura 3.6, se observa que el filtro, pieza (3), está colocado en una montura fija a dos postes que forman el eje de rotación del filtro. Para tener un control sobre la rotación, ambos postes están puestos en dos rodamientos. El brazo de palanca está sujeto al poste superior a partir de una abrazadera de tal forma que cuando se mueva la palanca el poste rotará. El brazo de palanca se mueve usando dos tornillos microméricos de tal forma que una vuelta completa del tornillo permite un ajuste de ángulo de 0.63° lo que equivale a un ajuste en la longitud de onda de 0.3 nm. De esta forma es posible ir cambiando la frecuencia del láser en intervalos de 1 Ghz.

La lente colimadora (L2) enfoca el haz en el espejo semirflejante, el cual hace que 30 % del haz sea reflejado, obteniendo así la retroalimentación en el diodo y el 70 % es transmitido hacia la lente colimadora (L3) la cual vuelve a colimar el haz. las lentes L2 y L3 tienen una distancia focal $f = 18.4\text{mm}$, apertura numérica $\text{NA}_{\text{lente}} = 0.15$ y recubrimiento antirreflejante para longitudes de onda en un rango de 650nm a 1050nm.

El piezoeléctrico (PZT) es un anillo al cual se le aplica una diferencia de voltaje y este modifica su tamaño en el orden de las micras. En este caso el piezoeléctrico se encuentra pegado al espejo semireflejante de tal forma que permita variar la longitud de la cavidad resonante, esto nos permite obtener el ajuste fino de la longitud de onda.

Es importante mencionar que al estar desacoplados los mecanismos de selector de longitud de onda y longitud de la cavidad, la estabilidad mecánica del cat-eye es mejor en comparación con la del Littrow. Esto permite obtener barridos en frecuencia mayores al aplicarle una función de voltaje al PZT.

Al igual que en el caso anterior, se utiliza un peltier, pieza (12) de la figura 3.6, para controlar la temperatura del sistema, esto es debido a que el diodo láser es muy sensible a los cambios de temperatura y dichos cambios afectan la longitud de onda de emisión de este. También se usa una base de PVC para que la cavidad óptica se pueda apoyar sobre la base pero desacoplando la transmisión

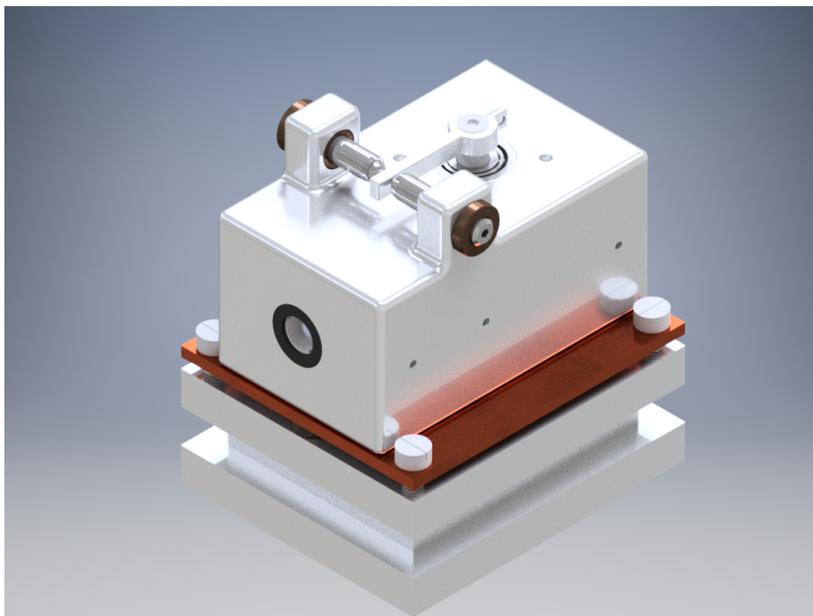


Figura 3.7: Láser con cavidad extendida cat-eye.

de calor entre ellos. La placa de cobre sirve para mejorar la disipación de calor de la cavidad óptica hacia el peltier.

La base del láser, pieza (14) de la figura 3.6, a parte de servir como soporte para todo el sistema, también funciona de reservorio para que el peltier pueda controlar mejor la temperatura del sistema. Este bloque de aluminio absorbe todo el calor emitido por el peltier y lo disipa hacia la mesa óptica.

La cavidad óptica es de aluminio y una sola pieza, esto permitirá poder tener en un mismo eje el diodo láser, las lentes colimadoras, el espejo semireflejante y el filtro de interferencia dieléctrico. El primer paso es colocar el diodo y la lente (L1) en el tubo colimador para colimar el haz.

Una vez el haz está colimado, se coloca el tubo dentro de la cavidad óptica y se coloca también el tubo colimador que contiene la lente (L2), el piezoeléctrico (PZT) y el espejo semireflejante. Para asegurar una buena retroalimentación, se le hace pasar al diodo una corriente por encima del punto umbral pero muy cerca a este, entonces se comienza a ajustar la distancia entre la lente (L2) y el espejo semireflejante de tal forma que se observe un aumento en la intensidad del haz. Después se baja un poco la corriente y se repite este procedimiento hasta ya no poder conseguir el aumento en intensidad. Con esto, se asegura que la cintura del

haz, después de pasar por la lente (L2), está justo en el espejo semirreflejante y por ende se tiene la mejor alineación y retroalimentación posible.

Una vez el haz se encuentra retroalimentado, se coloca el tubo colimador con la lente (L3) y se vuelve a colimar el haz de salida. EL objetivo es tener la mayor longitud posible donde el tamaño del haz no cambie significativamente, el diámetro del haz no debe crecer más de $\sqrt{2}w_0$, donde w_0 es la cintura del haz después de pasar la lente (L3).

En este punto, se introduce el filtro de interferencia dieléctrico en la cavidad óptica y se realiza una alineación del haz tanto a un medidor de longitud de onda como a un Fabry-Perot. Esto tiene como objetivo conocer la longitud de onda que está siendo emitida por el láser y verificar que sea un solo modo de emisión. Una vez se conoce la longitud de onda emitida, se rota el filtro hasta acercarnos lo más posible a la longitud de onda deseada, en este caso 780.2nm.

Partiendo del hecho de que el diodo láser ya está retroalimentado, y que buscamos sintonizar las transiciones $5S \rightarrow 5P$, el objetivo es buscar los pozos Doppler de absorción. Esto es, se hace pasar el láser por una celda que contiene vapor de rubidio a temperatura ambiente (19°C) y el objetivo es observar una disminución en la intensidad del láser a la salida de la celda debido a que, si se sintoniza adecuadamente la longitud de onda, los átomos absorberán parte de la luz del láser debido a que se están dando las transiciones mostradas en las figuras 1.2 y 1.2. Debido a que los átomos se están moviendo dentro de la celda, estos tienen una distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann. Esto implica que existirá un efecto Doppler respecto a la luz que ven los átomos y por ende la absorción del láser se observará como un pozo asociado a la distribución de velocidades. Dicho pozo es el que se conoce como pozo de absorción Doppler y es lo que se busca para saber que el láser ya está sintonizado en la longitud de onda deseada.

Por lo anterior, los pasos para sintonizar el láser a la longitud de onda de las transiciones $5S \rightarrow 5P$ son los siguientes:

1. Se hace incidir el láser en un medidor de onda y se comienza a rotar el eje del filtro hasta que el medidor indique una longitud de onda de 780.3nm¹.
2. En este punto, se fija la abrazadera al poste, se comienza a realizar el barrido del piezoeléctrico, se hace incidir el láser en una celda con vapor de rubidio y se monitorea la intensidad del haz a la salida de la celda.

¹Considerando la resolución e incertidumbre del equipo puede ser un intervalo mayor

3. Se comienza a variar la corriente inyectada al diodo buscando los pozos Doppler de absorción en el rubidio. En caso de que no se encuentren, se rotan ligeramente los tornillos milimétricos para reducir la longitud de onda.
4. El proceso anterior se repite hasta que sucedan algunos de los casos siguientes:
 - El medidor de longitud de onda indique 780.1nm^2 : Se regresan los tornillos milimétricos a una posición donde la longitud de onda emitida sea de 780.3nm , se varia ligeramente la temperatura y se repiten los pasos anteriores hasta encontrar los pozos de absorción Doppler.
 - Se observen los pozos Doppler de absorción: En este caso, se realizan ajustes de corriente en el diodo, voltaje en el piezoeléctrico y, de ser necesario, ajustes en la temperatura del diodo para lograr que la emisión del láser este lo mejor centrada posible en los cuatro pozos y que se pueda realizar un barrido de frecuencia abarcando todos los pozos sin encontrar un salto de modo.

El diseño de la cavidad extendida en configuración cat-eye es un avance importante en la construcción de esta fuente de excitación, ya que se logró entender los principios básicos de su funcionamiento y de su desempeño. Además de que se logró proponer un diseño práctico, compacto y de bajo costo. Los diseños técnicos para construir las piezas y poder ensamblarlo se encuentran en el apéndice A y el producto final es el que se muestra en la figura 3.6.

²Considerando la resolución e incertidumbre del equipo puede ser un intervalo mayor

Capítulo 4

Caracterización y construcción de la cavidad externa del láser

Una vez se han realizado los diseños de las cavidades externas, se procede a realizar una caracterización del comportamiento de emisión de radiación a partir de estas fuentes. Dicha caracterización tiene como objetivo poder determinar las condiciones donde el diodo es más estable para emitir la longitud de onda requerida.

El primer paso consiste en colocar una lente colimadora y determinar la mejor posición de la lente para que se tenga un haz colimado con la mayor distancia posible. La razón de esto es para aprovechar al máximo la potencia suministrada por el diodo la cual es una condición esencial para reacoplar la radiación al modo del diodo láser y obtener la retroalimentación adecuada. Además esto propiciará que la alineación en los experimentos sea lo mejor posible, ya que es un factor determinante para estos.

El segundo paso es determinar el valor de corriente suministrada al diodo a partir del cual este comienza a tener el comportamiento de un láser. Además, al momento de colocarlo en la cavidad externa, este valor será necesario para una retroalimentación adecuada.

El tercer paso es observar el comportamiento de la longitud de onda emitida por el diodo con la cavidad externa respecto a la corriente suministrada y a la temperatura de operación. Esto se debe a que es necesario saber el intervalo de corriente en el que emite la longitud de onda requerida y la temperatura donde es más estable la emisión de radiación.

Por último, será necesario determinar el perfil espacial del haz. Principalmente

porque la intensidad es una característica importante en muchos experimentos de espectroscopia y para determinarla es necesario conocer tanto la potencia que tiene el haz como su distribución espacial.

El procedimiento para caracterizar los diodos en general es el mismo. Sin embargo, debido a las diferentes longitudes de onda, existen diferencias en como se determinaron algunos parámetros de cada diodo.

4.1. Caracterización diodo láser de 780 nm

El diodo láser a usar es un diodo Hitachi HL7851G¹ el cual, de acuerdo con lo reportado por el fabricante, emite su máximo en una longitud de onda de 785 nm con una potencia de 50mW. El fabricante reporta una divergencia del diodo mostrada en la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Tabla con los valores de divergencia del diodo láser de 780 nm.

Eje de emisión	Mínimo	Típico	Máximo
θ_{\parallel}	8	9.5	12
θ_{\perp}	18	23	28

De acuerdo con los valores mostrados en la tabla 4.1, se usa $\theta = 23^{\circ}$ para calcular el valor de la apertura numérica (NA, por sus siglas en inglés), la cual está dada por

$$NA = n \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.1)$$

donde n es el índice de refracción del medio. En este caso, como es aire, consideramos $n \approx 1$. Por ende tenemos que $NA_{\text{diodo}} \approx 0.20$.

Para la elección de la lente colimadora, la regla general es que la apertura numérica de la lente sea mayor a dos veces la apertura numérica del diodo, esto es, $NA_{\text{lente}} \geq 2NA_{\text{diodo}}$. En este caso se necesita una lente con apertura numérica $NA_{\text{lente}} \geq 0.4$. Esto es debido a que la apertura numérica indica cuál es el máximo ángulo de divergencia para una fuente de luz de tal forma que toda la luz dentro de dicho cono pueda pasar a través de la lente, como se muestra en la figura 4.1.

¹Ver apéndice C

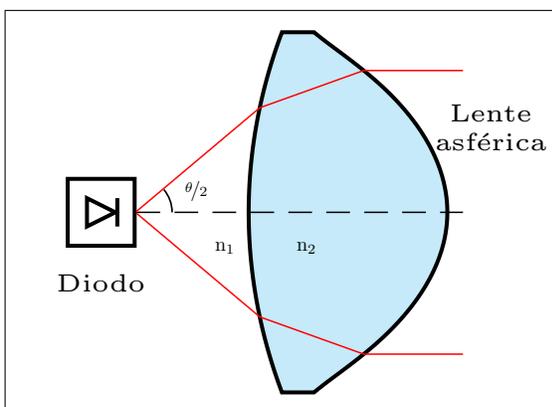


Figura 4.1: Valores involucrados en el cálculo de la apertura numérica

En el laboratorio ya se contaba con lentes colimadoras de $NA_{\text{lente}} = 0.4$ y distancia focal $f = 6.24$ mm con recubrimiento para una longitud de onda de 780 nm, con número de parte A110TM-B del fabricante Thorlabs. Así que se decidió usar dicha lente para el láser.

Lo siguiente fue construir las conexiones eléctricas para conectar el diodo láser al módulo² controlador. Para esto, se revisó la hoja de especificaciones del diodo y se encontró que el diodo tiene un PIN CODE A, es decir, ánodo láser y cátodo del fotodiodo en común, como se muestra en los apéndices C y D³. Con esta información, se consultó el manual del módulo controlador [40] y se procedió a realizar las conexiones respectivas a dicha configuración.

Una vez conectado el diodo láser al módulo⁴, se configuró una temperatura de 17°C y se esperó a que el peltier se estabilizará. Una vez estabilizado se observaron los parámetros del módulo para tener un control de la estabilidad de la temperatura. Los parámetros iniciales sin estar prendido el diodo y los límites de voltaje y corriente están dados en la tabla 4.2.

Una vez que se fijaron los parámetros de operación del diodo, se procedió a colimar el haz y después a caracterizar la curva umbral, la relación de longitud de onda contra corriente y longitud de onda respecto de la temperatura, así como su perfil espacial.

Para la colimación del haz, se colocó la lente de tal forma que el punto focal

²ILX Lightwave LDC-3908

³Información obtenida de [39]

⁴Canal 5

Tabla 4.2: Tabla con los valores iniciales mostrados por el módulo de control de temperatura.

Tset	T	I	R	Vlim	Ilim
17.00°C	16.99°C	0.07 A	14.361 kΩ	2.5 V	150 mA

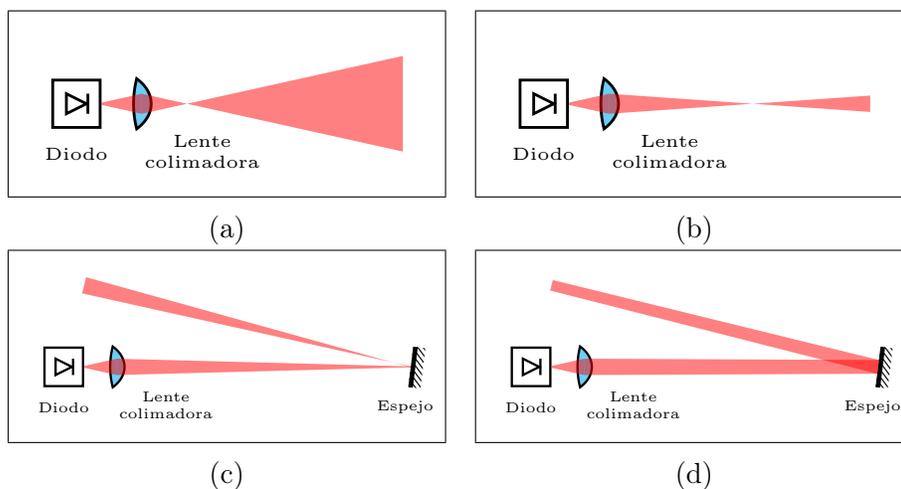


Figura 4.2: Procedimiento para colimar un diodo láser.

se encontrará cerca de la lente y se fue moviendo la lente poco a poco para ir alejando el punto focal. Cuando ya no se disponía de espacio en línea recta, se colocó un espejo para reflejar el haz y así obtener una distancia aproximada de 7m para poder trabajar, como se muestra en la figura 4.2.

Una vez que se está en la posición de la imagen 4.2d es un punto crítico ya que el menor movimiento del lente provocará que se cambie entre las posiciones que se muestran en las figuras 4.3a y 4.3b. Por lo que se tendrán que hacer ajustes mínimos y en caso necesario regresar un poco al paso 4.2c y volver a intentarlo.

Después de iterar varias veces este procedimiento, se deja la lente en la posición que se considera es la colimación ideal para el diodo. Cabe destacar que en dicho punto se observan franjas de difracción lo cual es común para este tipo de sistemas.

El colimado que se espera obtener es el que se muestra en la figura 4.3c, sin embargo dicha posición es únicamente para un sistema ideal. En nuestro caso, debido al astigmatismo del haz emitido por el diodo láser, no es posible colimar el haz completamente y por ende se obtuvo un colimado como se muestra en

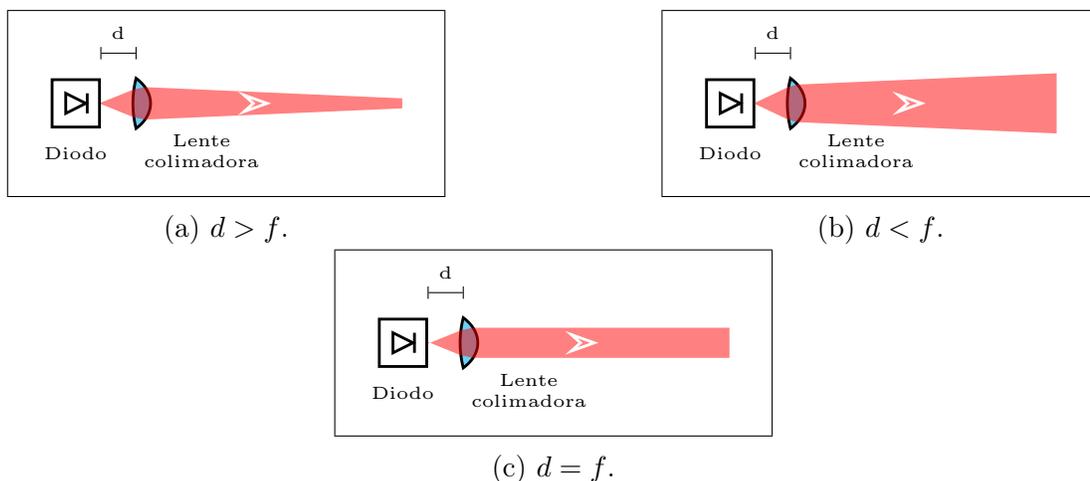


Figura 4.3: Comportamiento del haz de luz según la posición del diodo respecto a la lente, en las figuras (a) y (b) el haz no está correctamente colimado mientras que la figura (c) indica la posición ideal de la lente para la colimación.

la figura 4.3a, pero con el punto focal a unos 7m del diodo. Por lo que a fines prácticos es un haz colimado para las dimensiones de la cavidad resonante en el interior del láser la cual es de 45mm. Es importante tener una buena colimación dentro de la cavidad resonante para que la retroalimentación del diodo sea lo mejor posible.

La curva umbral es la relación que existe entre la potencia emitida por el diodo respecto a la corriente que se le suministra. Esta curva nos permite determinar la región en que el diodo tiene el comportamiento común y la región donde se da la inversión de población por lo que comienza a emitir como láser. Además, en el momento que se forme la cavidad resonante, la retroalimentación al diodo forzaría a disminuir el valor del punto umbral. Entre mejor sea la retroalimentación, mayor será el desplazamiento del punto umbral.

Para determinar la curva umbral, se colocó un medidor de potencia⁵ en la trayectoria del haz, como se observa en la figura 4.4, y se comenzó a subir la corriente suministrada al diodo poco a poco. Se fueron anotando los valores de corriente suministrada y potencia medida, esto se repitió para diferentes valores de temperatura de operación del diodo. Los datos obtenidos se muestran en la figura 4.6.

⁵Marca: Coherent. Modelo: FM-GS

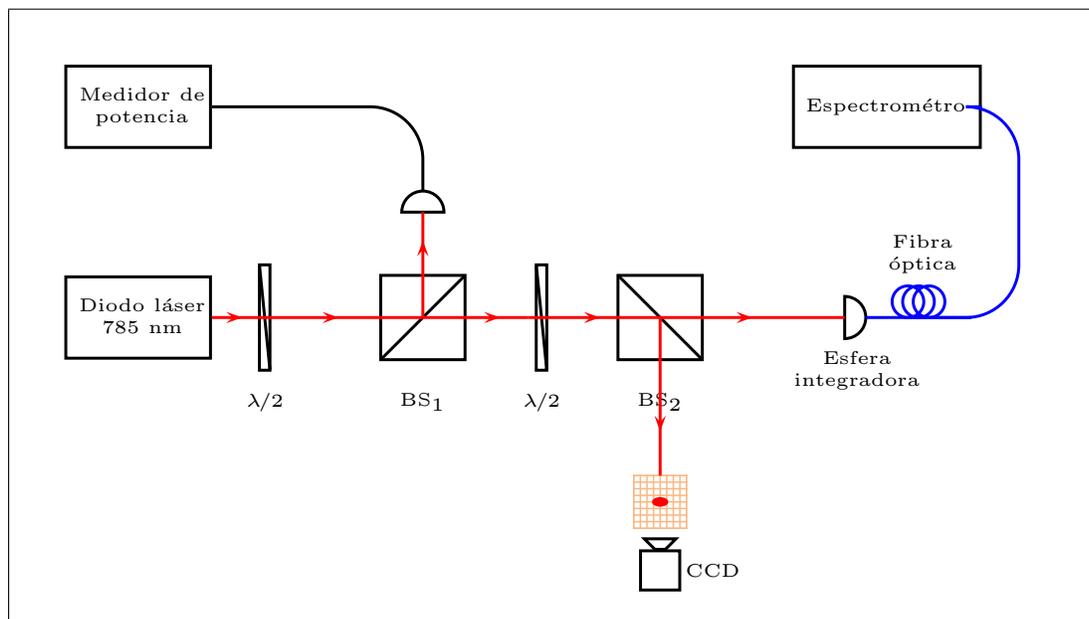


Figura 4.4: Diagrama sobre como se alinearon el láser y los espejos para que el haz llegará a los dispositivos de medición; potenciómetro, espectrómetro y CCD.

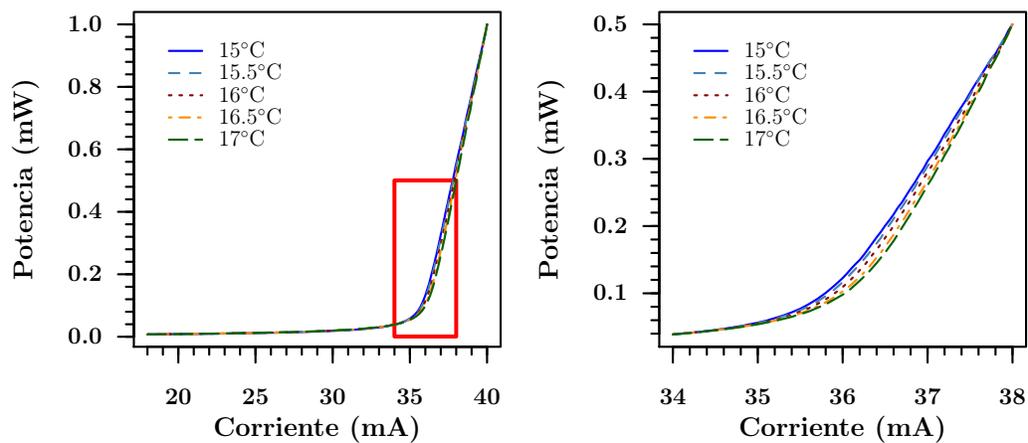


Figura 4.5: Curva umbral para diferentes valores de temperatura de operación del diodo láser .

Tabla 4.3: Tabla con los valores del punto umbral del diodo a 780 nm para diferentes valores de temperatura.

Temperatura °C	Ajuste de recta	Punto umbral mA
15	$0.40I - 14.35$	35.46
15.5	$0.40I - 14.39$	35.58
16	$0.28I - 10.11$	35.70
16.5	$0.33I - 12.07$	35.82
17	$0.33I - 12.19$	35.91

El punto umbral es el valor de corriente donde el comportamiento del diodo cambia de ser un diodo común a ser un diodo láser. Para determinar dicho valor, se consideran los datos entre 36 mA y 40 mA, ya que ahí se observa un comportamiento lineal y se realiza un ajuste de recta. El punto umbral es el punto de intersección de dicha recta con el eje horizontal, ver tabla 4.3.

Como se puede observar en la tabla anterior, el punto umbral tienen una variación de $0.22^{\text{mA}/^{\circ}\text{C}}$ respecto a la temperatura de operación del diodo. En la gráfica 4.6 se observa que el punto umbral tiene una respuesta lineal respecto a la temperatura.

Una vez obtenido el punto umbral, se procedió a observar el comportamiento de la longitud de onda emitida por el diodo láser, respecto a la corriente suministrada a este. Para esto, se hizo incidir el haz en una esfera integradora para que el haz entrara a una fibra óptica y esta se conectó a un espectrómetro⁶. Debido a que el haz es un conjunto de varias longitudes de onda, se decidió considerar el valor central de la distribución como la longitud de onda a reportar. Dicha observación se hizo también para un rango de temperaturas de operación y las gráficas se muestran en la figura 4.9.

Como se puede observar en la figura 4.7, la longitud de onda emitida no sólo depende de la corriente suministrada al diodo y de la temperatura de operación. También depende de si la corriente va en aumento o en descenso. También se observa que al subir la corriente, existen dos brincos del orden de 2nm en la longitud de onda. Sin embargo, al bajar la corriente solamente se da uno a excepción de la última gráfica donde hay dos y es cuando el diodo está a 19°C. Dicho brinco cambia de posición respecto a la corriente según la temperatura a la que se

⁶Ocean Optics HR4000, con una resolución < 0.5 nm (FWHM)

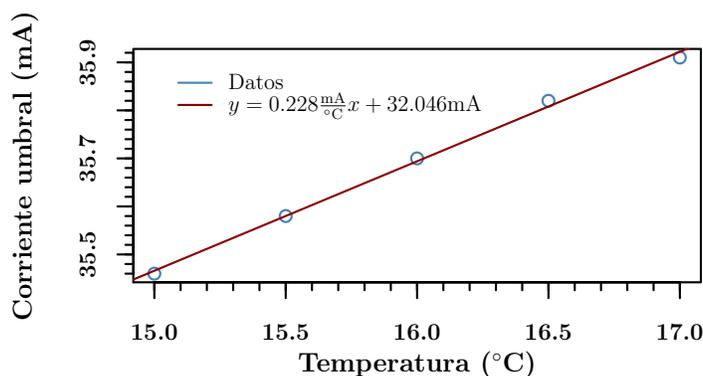


Figura 4.6: Comportamiento del punto umbral respecto a la temperatura.

encuentre el diodo.

También podemos observar que, salvo a corrientes cercanas a los 150 mA, no coinciden las longitudes de onda emitidas a una misma temperatura. Esto es importante tenerlo en cuenta debido que al momento de elegir una longitud de onda será necesario tener presente si se debe aumentar o disminuir la corriente para obtenerla.

Por último, se caracterizó el perfil espacial del haz. Para esto, se usó el método descrito en [41], el cual consiste en usar papel milimétrico y una cámara digital⁷. Se hace incidir el haz en el papel milimétrico, figura 4.4, y se coloca la cámara en la parte posterior del papel milimétrico. Se ajusta la cámara de tal forma que el papel milimétrico se encuentre en el plano de enfoque de la lente de la cámara. También se debe tener cuidado de que la cuadrícula del papel este orientada de tal forma que las líneas sean horizontales y verticales respecto al CCD, es decir, que en la imagen las líneas estén paralelas respecto a la horizontal y vertical definida por la geometría del CCD.

Una vez se tiene posicionada la cámara y el papel milimétrico, se procede a tomar tres fotos. La primera es del papel milimétrico sin que incida el láser y las luces del laboratorio prendidas. La segunda es a oscuras y que siga sin incidir el láser. La tercera es del papel milimétrico con el láser incidiendo y a oscuras. En

⁷La cámara usada es una webcam Samsung P/N: PWC-700X

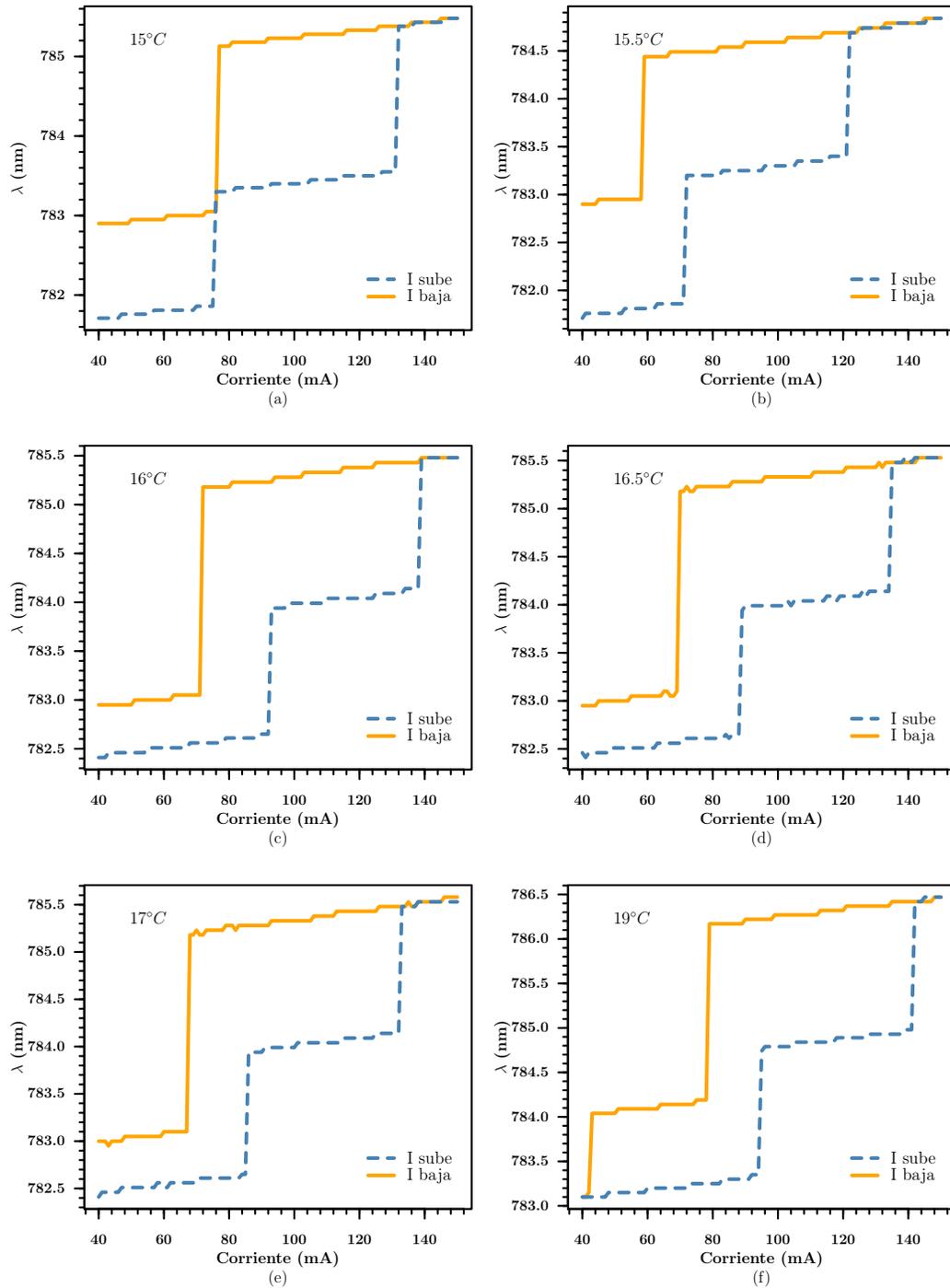


Figura 4.7: Comportamiento de la longitud de onda emitida por el diodo láser respecto a la corriente suministrada al diodo y variando la temperatura de operación.

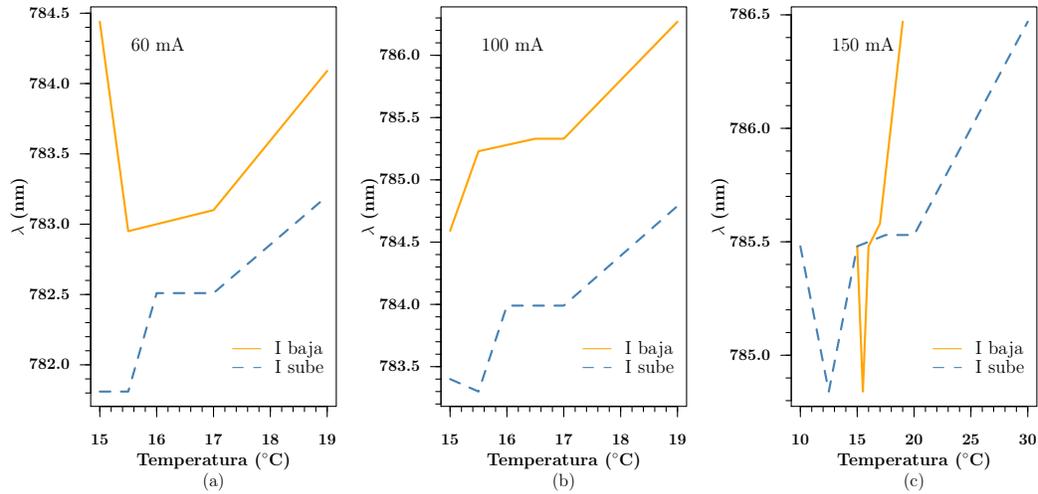
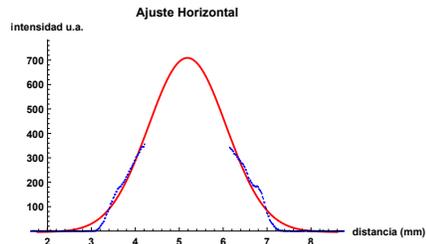


Figura 4.8: Comportamiento de la longitud de onda emitida por el diodo láser respecto a la temperatura del diodo para valores fijos de corriente.

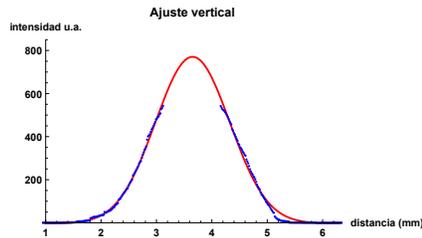
este procedimiento es necesario tener cuidado que la última foto no se encuentre saturada, por lo que si se satura se deberá mover el $\lambda/2$ que se encuentra entre los dos cubos polarizadores, figura 4.4, con el fin de disminuir la intensidad del haz.

El análisis de las fotos se realizó con el software *Wolfram Mathematica*. El procedimiento consiste en restarle la segunda foto a la tercera, esto nos permite quitar el ruido de fondo. Una vez se obtiene dicha resta, se procede a calcular las intensidades de los pixeles y se le ajusta una gaussiana. Para obtener el perfil horizontal se suman todas las intensidades de cada columna y para el perfil vertical se suman todas las intensidades de los renglones. El ancho del haz se calcula como el ancho donde la intensidad disminuye en $1/e^2$ veces la intensidad máxima. La foto del papel milimétrico sirve para hacer una calibración del CCD y saber cuantos pixeles hay en un milímetro de longitud y así obtener las dimensiones del haz.

Dicho análisis se realizó para tres valores diferentes de corriente, muy cerca del punto umbral, para no tener una saturación en la cámara. Sin embargo fue necesario agregar un cubo polarizador y un $\lambda/2$ con el fin de reducir la intensidad del láser ya que aun así se saturaba el CCD. También cabe mencionar que al ser un CCD de una webcam comercial, no se tiene completo control sobre los controladores de la cámara y existe un auto ajuste que hace difícil eliminar la saturación en la imagen. Los resultados se muestran en la figura 4.9.



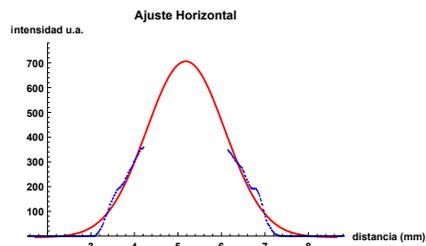
(a) Perfil del haz en el eje horizontal con corriente de 38mA.



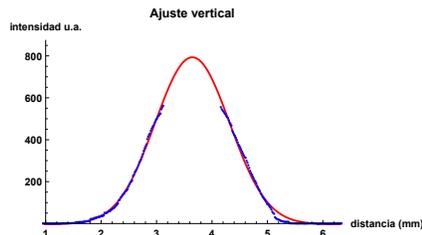
(b) Perfil del haz en el eje vertical con corriente de 38mA.



(c) Imagen del haz en el papel milimétrico.



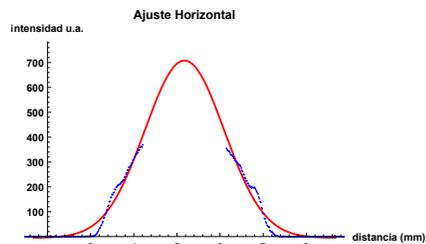
(d) Perfil del haz en el eje horizontal con corriente de 39mA.



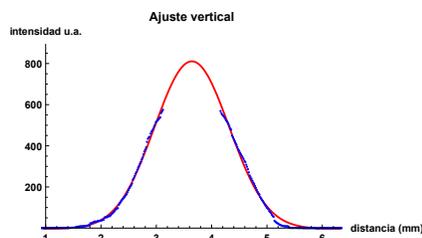
(e) Perfil del haz en el eje vertical con corriente de 39mA.



(f) Imagen del haz en el papel milimétrico.



(g) Perfil del haz en el eje horizontal con corriente de 40mA.



(h) Perfil del haz en el eje vertical con corriente de 40mA.



(i) Imagen del haz en el papel milimétrico.

Figura 4.9: Perfil espacial horizontal y vertical del diodo con una temperatura de operación de 17°C . Los puntos azules son los datos obtenidos de la fotografía y la curva roja es la función Gaussiana ajustada a los datos.

Tabla 4.4: Tabla con los valores del perfil espacial del diodo a 780 nm para diferentes valores de corriente.

Corriente mA	Ancho horizontal mm	Ancho vertical mm
38	1.775 ± 0.008	1.344 ± 0.003
39	1.811 ± 0.008	1.345 ± 0.003
40	1.840 ± 0.009	1.352 ± 0.003

Se puede observar que en todos los casos se ajusta a un perfil gaussiano tanto en el eje horizontal como en el eje vertical. También se observa que la anchura a media altura del haz (FWHM por sus siglas en inglés) va en aumento conforme se incrementa la corriente suministrada al diodo, esto debido al CCD.

Para las figuras anteriores se calcularon los anchos del haz y los valores obtenidos se muestran en la tabla 4.4.

Con esto, se termina de caracterizar el diodo láser con longitud de onda nominal de 780 nm. Pasando a la siguiente etapa que es el diseño de la cavidad externa.

4.2. Caracterización diodo láser de 1310 nm

El diodo láser a usar es un diodo Mitsubishi ML725B8F⁸ el cual, de acuerdo con lo reportado por el fabricante, emite su máximo en una longitud de onda de 1310 nm con una potencia de 10mW. El fabricante reporta una divergencia del láser mostrada en la tabla 4.5.

Tabla 4.5: Tabla con los valores de divergencia del diodo láser de 1310 nm.

Eje de emisión	Típico
θ_{\parallel}	25
θ_{\perp}	30

Usando el procedimiento análogo a lo descrito en la sección 4.1, se hizo la elección de la lente colimadora con apertura numérica $NA_{\text{lente}} \geq 0.50$

Al momento de comenzar la construcción de este láser, en el laboratorio no se contaba con una lente colimadora de dichas características, por lo que se buscó quien vendiera dicha lente. Se encontró que Thorlabs vende una lente con $NA_{\text{lente}} = 0.68$, distancia focal de $f = 3.10$ mm con recubrimiento para una longitud de onda en el rango de 1050 nm a 1700 nm, el número de parte es C330TMD-C.

Lo siguiente fue construir las conexiones eléctricas para conectar el diodo láser al módulo controlador⁹. Para esto, se revisó la hoja de especificaciones del diodo y se encontró que el diodo consta de cuatro pines. Esto nos daba la elección de elegir la configuración de pines para las conexiones. Se eligió una configuración de cátodo del láser y cátodo del fotodiodo en común. Con esta elección, se consultó el manual del módulo controlador y se procedió a realizar las conexiones respectivas a dicha configuración.

Una vez conectado el diodo láser al módulo¹⁰, se configuró una temperatura de 17°C y se esperó a que el peltier se estabilizará. Una vez estabilizado se observaron los parámetros del módulo para tener un control de la estabilidad de la temperatura. Los parámetros iniciales sin estar prendido el diodo y los límites de voltaje y corriente están dados en la tabla 4.2.

⁸Ver el apéndice C

⁹ILX Lightwave LDC-3908

¹⁰Canal 5, se desconectó el diodo de 780nm para conectar el de 1310nm.

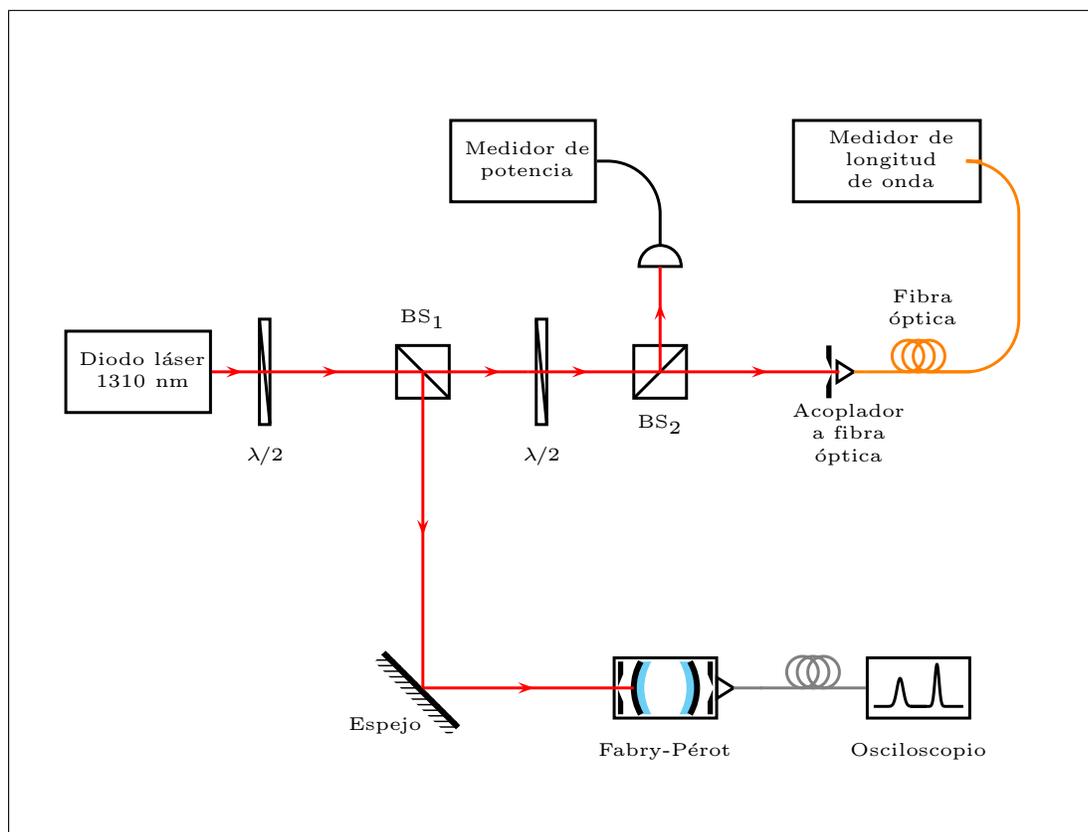


Figura 4.10: Diagrama sobre como se alinearon el láser y los espejos para que el haz llegará a los dispositivos de medición; potenciómetro, Fabry-Pérot y medidor de longitud de onda.

Tabla 4.6: Tabla con los valores iniciales mostrados por el módulo de control de temperatura.

Tset	T	I	R	Vlim	Ilim
17.00°C	16.99°C	0.05 A	14.358 k Ω	1.3 V	30 mA

Una vez se fijaron los parámetros de operación del diodo, se procedió a caracterizar la curva umbral, la relación de longitud de onda contra corriente y longitud de onda respecto de la temperatura, así como su perfil espacial.

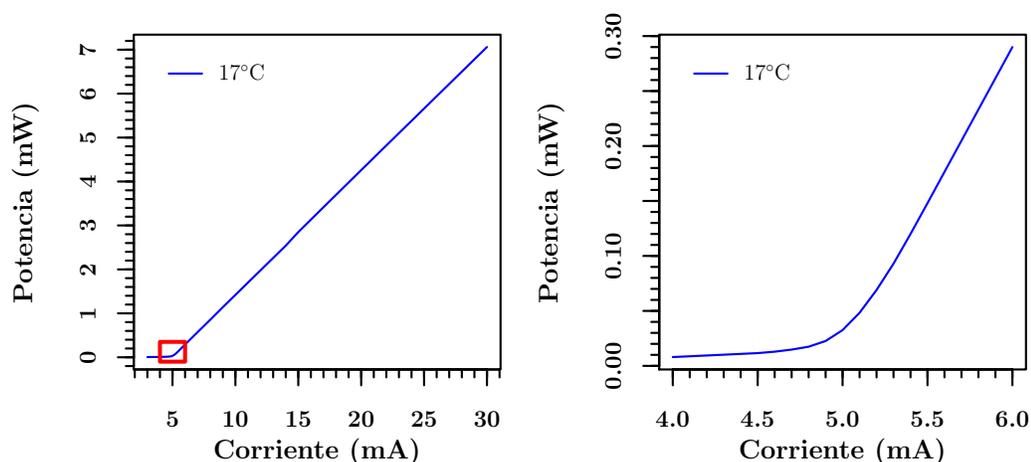


Figura 4.11: Curva umbral para 17°C de operación del diodo láser.

Para determinar la curva umbral, se colocó un medidor de potencia¹¹ en la trayectoria del haz, figura 4.10, y se comenzó a subir la corriente suministrada al diodo poco a poco. Se fueron anotando los valores de corriente suministrada y la potencia medida, los datos obtenidos se muestran en la figura 4.11. Debido a que con el diodo anterior se observó que la temperatura no afecta de forma considerable la posición del punto umbral, en este caso se decidió realizar únicamente la medición para una sola temperatura.

Análogamente a la sección anterior, se procede a determinar el punto umbral para el diodo de 1310 nm. Para determinar dicho valor, se consideran los datos entre 6 mA y 10 mA, ya que ahí se observa un comportamiento lineal y se realiza un ajuste de recta. En este caso se obtiene la tabla 4.7.

Tabla 4.7: Tabla con los valores del punto umbral del diodo de 1310 nm.

Temperatura °C	Ajuste de recta	Punto umbral mA
17	$0.28I - 1.40$	4.97

A partir de este punto se encontraron dificultades para obtener el perfil espa-

¹¹Marca: Coherent. Modelo: Fieldmate.

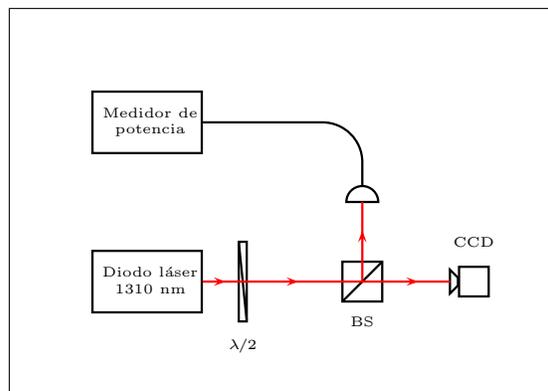
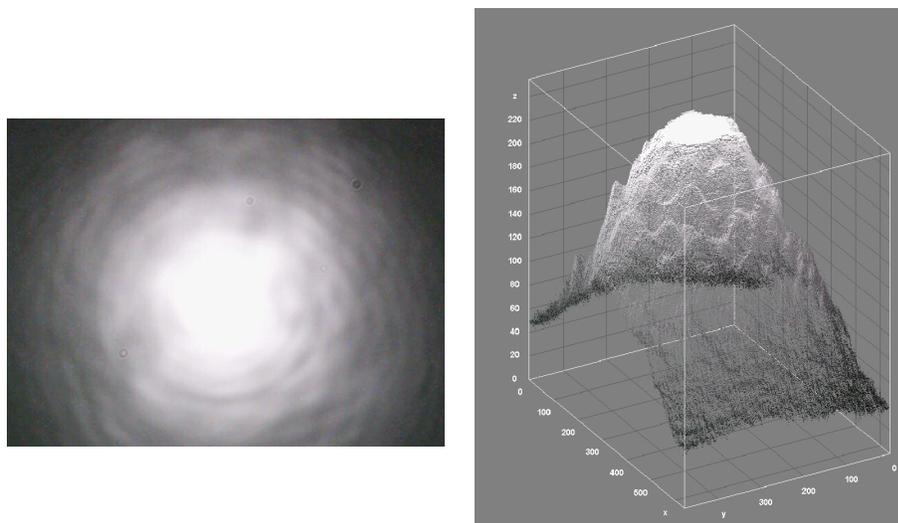


Figura 4.12: Diagrama sobre como se alinearon láser con el cubo divisor de haz para que el haz llegará al CCD.

cial. El método de la cámara descrito anteriormente no funcionaba debido a que el CCD no detectaba el haz en el papel milimétrico.

Se procedió a quitar el papel milimétrico y la lente de la cámara para que el haz incidiera directamente en el CCD, figura 4.12, para determinar si era posible observar algo. En la figura 4.14 se observa la foto que se obtuvo y su representación en 3D a partir de la intensidad en cada pixel. Cabe destacar que dicha imagen está saturada y lo ideal es hacer nuevas mediciones bajando la intensidad, al girar el $\lambda/2$ se puede desviar potencial del haz del CCD al medidor de potencia. Sin embargo, el CCD está configurado para ajustar la saturación de los pixeles y sin importar cuanto se baje la intensidad del haz, el CCD siempre nos da de resultado una imagen saturada.

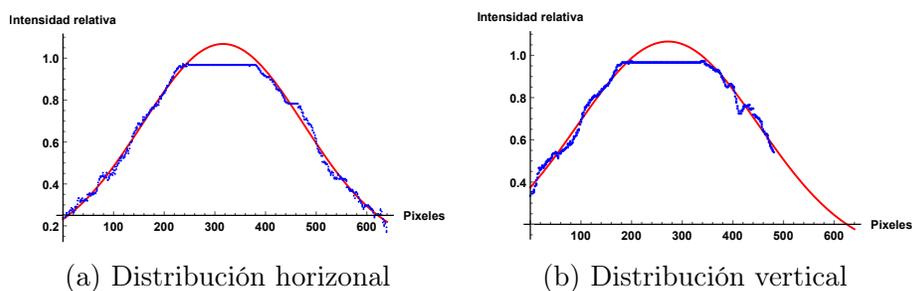


(a) Imagen obtenida al hacer incidir directamente el haz en el CCD.

(b) Perfil espacial obtenido a partir de la imagen anterior, la unidades de los ejes X y Y están en pixeles.

Figura 4.13: Perfil espacial del diodo de 1310 nm.

Una vez se pudo obtener una imagen del haz, se procedió a realizar el análisis del perfil espacial. Cabe destacar que sin el papel milimétrico para determinar una escala y sin el manual de la cámara fotográfica no es posible determinar el tamaño del haz en milímetros. Por lo que el análisis muestra el tamaño en pixeles, sin embargo esto se puede convertir a milímetros una vez se obtengan las medidas del CCD.



(a) Distribución horizontal

(b) Distribución vertical

Figura 4.14: Perfil espacial del diodo de 1310 nm, los puntos azules son las intensidades en los pixeles y la curva roja muestra el ajuste Gaussiano.

Debido a la longitud de onda nominal, los espectrómetros que se encuentran a disposición no pueden ser usados para analizar el haz, ya que no están diseñados para dicha longitud de onda. Se decidió usar el medidor de longitud de onda Bristol 521, el cual es capaz de analizar longitudes de onda de hasta 1700 nm. Sin embargo, hasta el momento no se han podido obtener mediciones confiables.

Para determinar el por qué no se obtenían lecturas con el Bristol, se separó el haz en tres brazos. Uno hacia el Bristol, otro hacia el medidor de potencia y un último hacia el Fabry-Pérot¹², figura 4.10. Esto se hizo con el objetivo de monitorear las tres características del láser y ver si había un problema en la potencia o en los modos al momento de tratar de medir la longitud de onda.

Se realizó un barrido desde 6 mA hasta 30 mA de corriente introducida al diodo y se fueron tomando los datos en cada uno de los instrumentos. Se observó que la potencia se mantenía estable en relación con la corriente suministrada, por lo que se descartó que existiera un problema de potencia en el diodo.

Sin embargo, al obtener los datos del Fabry-Pérot, se observó que dependiendo de la corriente que se suministrara al diodo, había momentos donde el diodo emitía un modo más intenso que los demás y el Bristol era capaz de medir su longitud de onda, como se observa en la figura 4.15a, y otros momentos existía una competencia de modos que impedían la medición con el Bristol como se observa en la figura 4.15c.

En la figura 4.16 se muestran los casos más comunes de modos que presentaba el diodo. En los intervalos de corriente donde se observaban modos similares a 4.16.a, es donde se logró realizar la caracterización del diodo de 1310 nm.

En la figura 4.17 se muestra el comportamiento de la longitud de onda del modo dominante en ciertas regiones de corriente y para diferentes valores de temperatura. Durante la toma de datos, se observó que para temperaturas entre 17°C y 18.5°C el diodo tiene regiones a diferentes valores de corriente donde emite en un modo dominante, figura 4.17a. Mientras que, para temperaturas inferiores a 17°C el diodo comienza a ser inestable y para la mayoría de los valores de corriente tiene un comportamiento multimodo, figuras 4.17b, 4.17c, 4.17d.

A partir de estas observaciones se decidió que el rango de temperatura adecuada de funcionamiento de este diodo debe ser superior a 17°C. En particular valores donde se puedan obtener 1305 nm ya que con la retroalimentación será posible obligar al diodo a emitir en 1304 nm con el objetivo de realizar la transición dipolar eléctrica $5d_{3/2} \rightarrow 21p_{3/2}$, como se observa en la tabla 1.5.

¹²Thorlabs SA200-8B

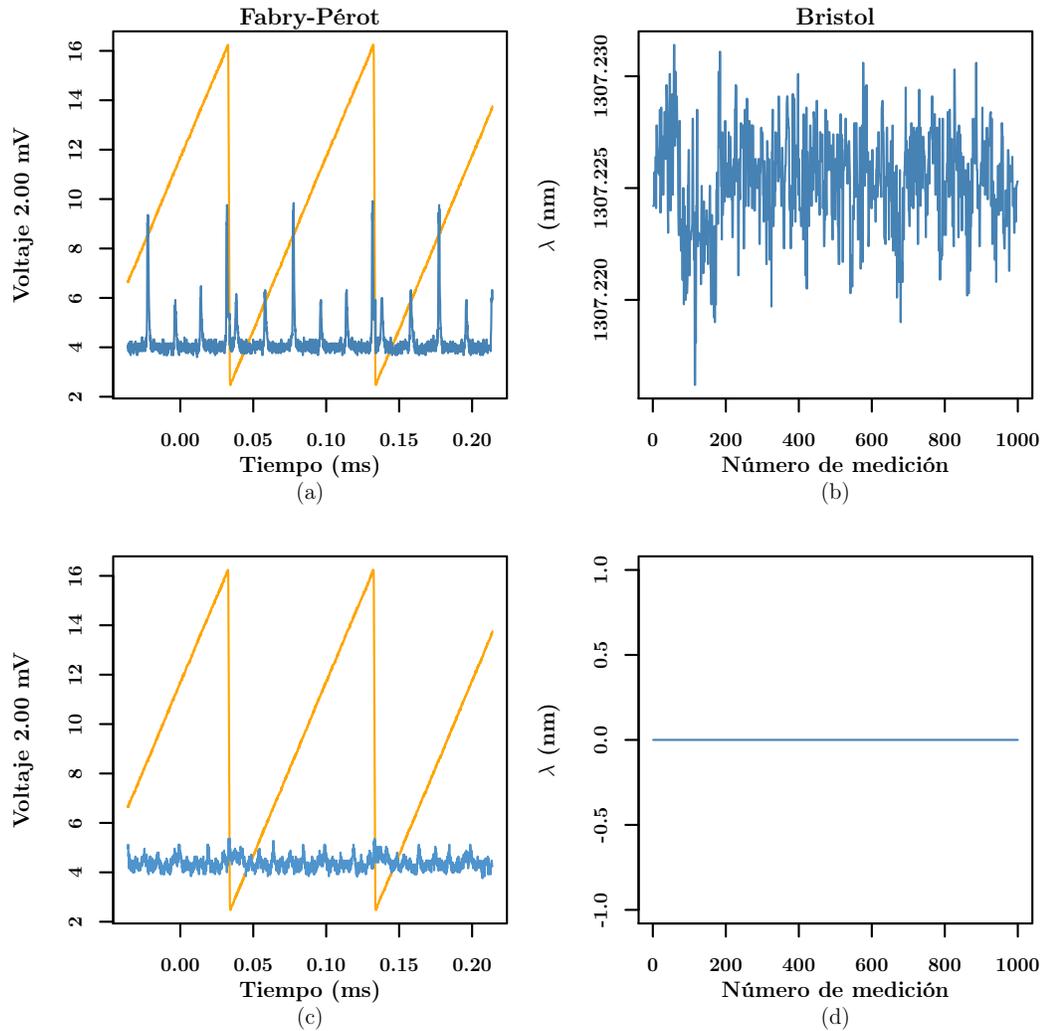


Figura 4.15: Medición simultánea del haz en el Fabry-Pérot y Bristol. Las imágenes (a) y (b) corresponden a las mediciones realizadas en el Fabry-Pérot y el Bristol, respectivamente, con una corriente en el diodo de 23 mA. Mientras que las imágenes (c) y (d) corresponden a las mediciones realizadas en el Fabry-Pérot y el Bristol, respectivamente, con una corriente en el diodo de 30 mA.

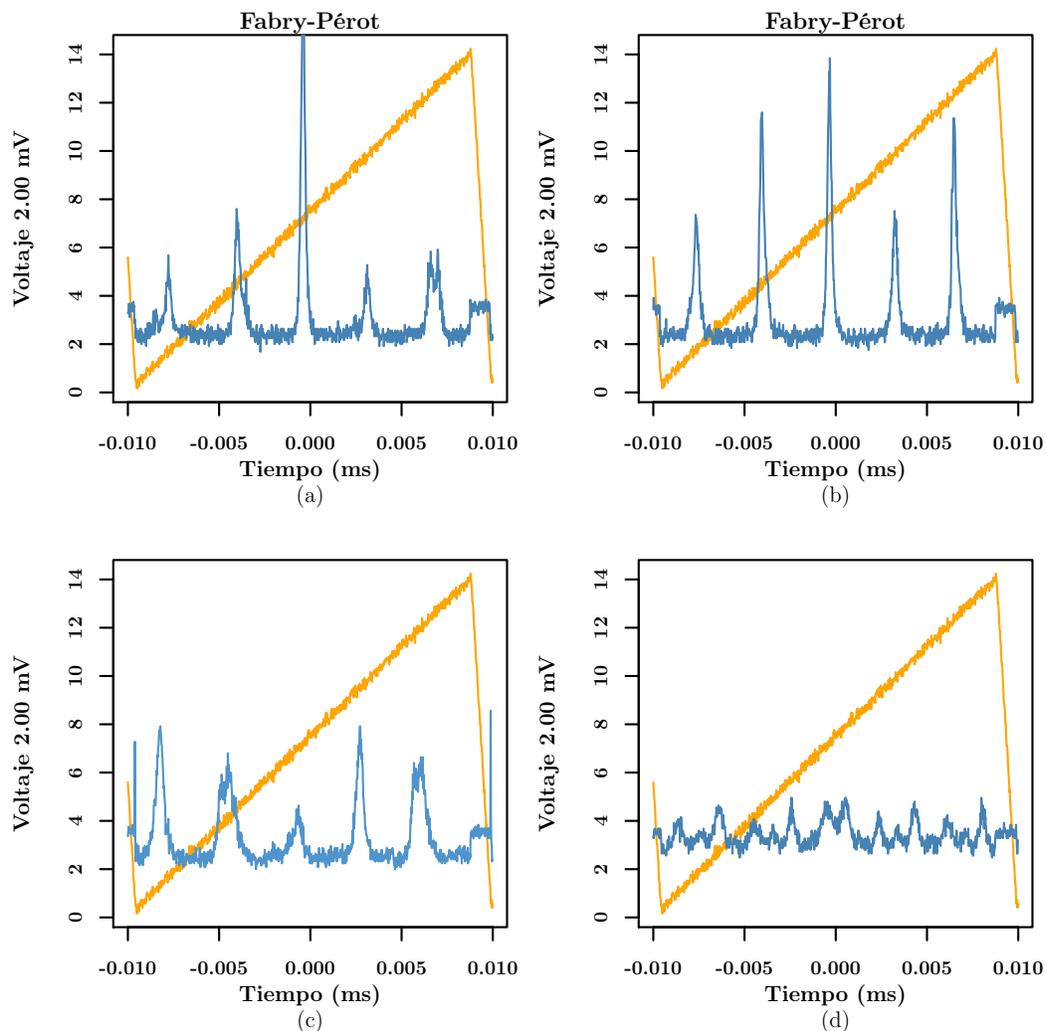


Figura 4.16: Medición del haz en el Fabry-Pérot. La imagen (a) corresponde cuando hay un modo dominante y es posible medir la longitud de onda del haz con el Bristol. La imagen (b) corresponde cuando hay competición de dos modos y el Bristol logra hacer la lectura únicamente cuando uno de ellos domina. La imagen (c) corresponde a una configuración de multimodos y el Bristol no logra dar una lectura adecuada. La imagen (d) es cuando el diodo es inestable y no existen modos dominantes.

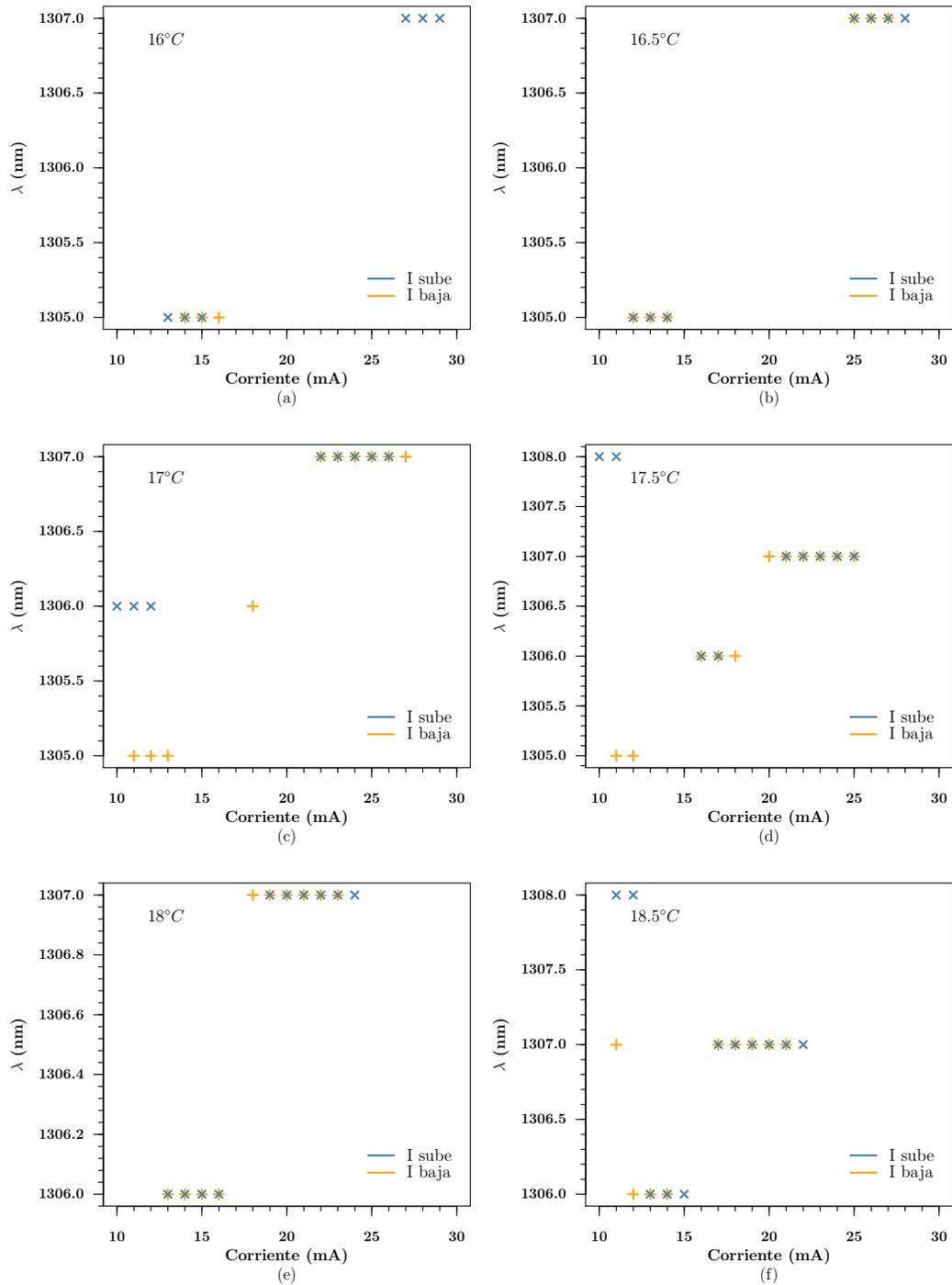


Figura 4.17: Comportamiento de la longitud de onda emitida por el diodo láser respecto a la corriente suministrada al diodo y variando la temperatura de operación.

4.3. Montaje de la cavidad externa en configuración Littrow

Una vez se tiene caracterizado el diodo láser de 1310 nm y las piezas para su montaje han sido construidas u modificadas, se procede a ensamblar la cavidad externa del láser con el fin de retroalimentar el diodo para de esta forma tener un láser sintonizable y unimodo. Retomando las figuras 3.2 y 3.4, mostradas en la sección 3.1, se procede a realizar dicho montaje.

Una vez se tienen todas las piezas en su posición, se procede a encender el control de temperatura para tener el diodo controlado a 18°C. Una vez comprueba que el modulo lleva el sistema a la temperatura solicitada, se anotaron los parámetros de funcionamiento del modulo de control de temperatura con el objetivo de tener un punto de referencia en caso necesario. Dichos parámetros se muestran en la tabla 4.8.

Tabla 4.8: Tabla con los valores para los cuales el control de temperatura mantiene el diodo en 18°C.

Tset= 17.8°C T= 18°C
Gain= 60
Sensor= 10μA
I= 0.05mA

El siguiente paso es conseguir la retroalimentación del diodo. Es decir, necesitamos que el orden de refracción $m = 1$ incida nuevamente en el diodo, pero debe hacerlo de tal forma que el orden $m = 1$ sea contrapropagante al haz emitido por el diodo. Para lograr esto, se procedió a inyectar al diodo la máxima corriente posible, sin que se dañe, la cual es de 30 mA con el fin de tener la mayor intensidad posible. Una vez hecho esto, se colocó una tarjeta sensible al infrarrojo para observar el haz principal y se comenzaron a mover los tornillos de retroalimentación y el de pivote, tornillos 11b y 11c de la figura 3.2, hasta observar un segundo haz incidiendo en la tarjeta. Este segundo haz corresponde al orden $m = 1$ incidiendo en la lente colimadora y siendo reflejada nuevamente a la rejilla para ser emitida por el láser. El objetivo ahora, es continuar moviendo los tornillos de retroalimentación y de pivote para hacer coincidir estos dos haces.

Debido a que a corrientes bajas es imposible ver este segundo haz, se hicieron coincidir lo mejor posible a corrientes altas y luego se bajo la corriente del diodo

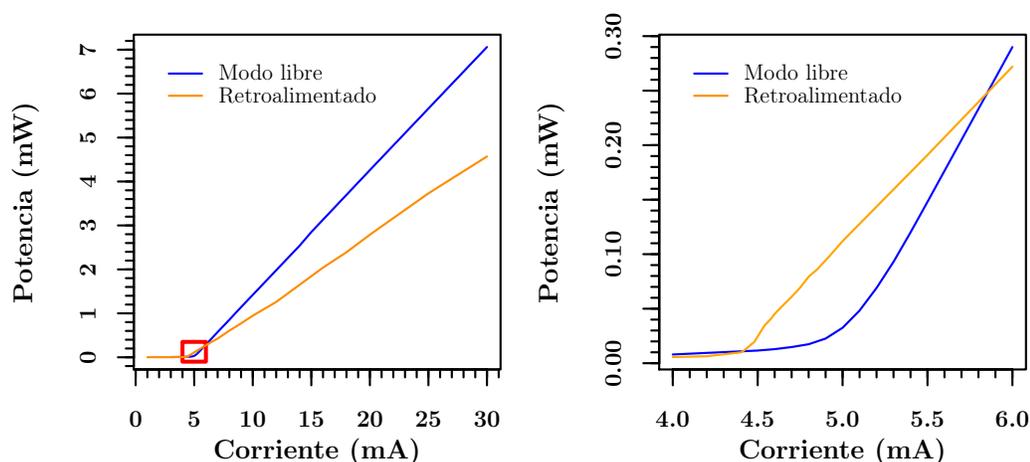


Figura 4.18: Comparación de la curva umbral del diodo láser en modo libre y retroalimentado. Se observa que al estar retroalimentado tanto el punto umbral como la pendiente después de este disminuyen.

hasta un valor de 5.5 mA, un valor por encima de la corriente umbral 4.97 mA. En este punto, se cambió la tarjeta sensible al infrarrojo por un medidor de potencia y se conectó la salida analógica del medidor a un osciloscopio. El objetivo en este paso es maximizar la lectura de potencia al hacer incidir los dos haces. En este momento se comienza a mover también el tornillo de sintonía y se busca una combinación de los tres tornillos para lograr la máxima lectura de potencia.

Una vez se logra la máxima lectura de potencia del paso anterior, se reduce la corriente en el diodo, en este caso se hicieron pasos de 0.2 mA, y se vuelven a ajustar los tornillos para maximizar la lectura de potencia. Estos pasos se iteran hasta que ya no sea posible encontrar una lectura máxima diferente a la que ya se posee.

En este punto, se considera que el diodo ya se encuentra retroalimentado. Para verificar esta parte, se realizan las mediciones para determinar la curva umbral y se debe observar que tanto el punto umbral como la pendiente después del punto umbral disminuyeron. En la figura 4.18 se observan tanto la curva de emisión del diodo retroalimentado como la del diodo sin retroalimentar.

En este punto se repite nuevamente la alineación del láser hacia el medidor de potencia, el medidor de longitud de onda y el Fabry-Pérot, como se observa en la

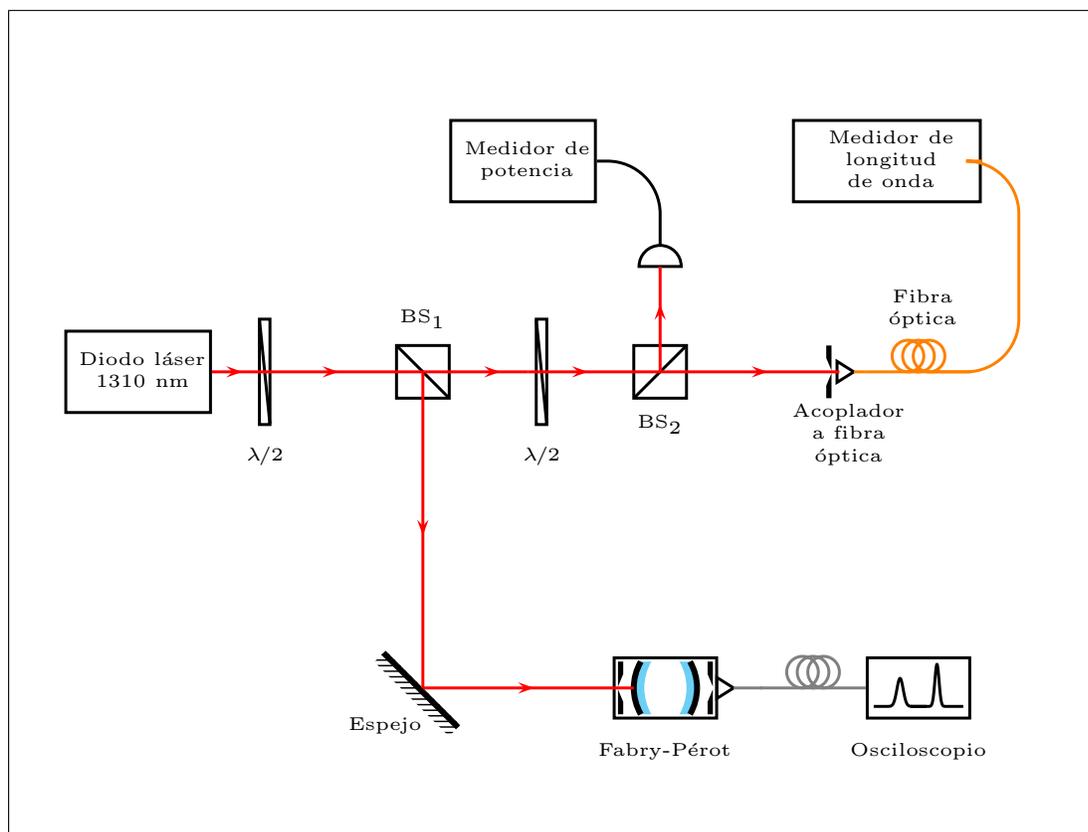


Figura 4.19: Diagrama sobre como se alinearon el láser y los espejos para que el haz llegará a los dispositivos de medición; potenciómetro, Fabry-Pérot y medidor de longitud de onda.

figura 4.19. El objetivo ahora es caracterizar nuevamente el diodo láser, pero esta vez al estar retroalimentado se espera una mejor lectura por parte del medidor de longitud de onda y observar un único modo en el Fabry-Pérot.

Una vez alineado el láser hacia dichos instrumentos de medición se comienza a variar la corriente en el diodo y se observa el comportamiento del láser, en la figura 4.20 se muestran dichas mediciones. Como se puede observar, la longitud de onda de emisión está alrededor de los 1309nm. También se puede ver que existen regiones donde no es reportada la longitud de onda de emisión, esto se debe a que en esas regiones existe un salto de modo del diodo y la emisión no es estable y por ende no hay una longitud de onda predominante. En otras regiones

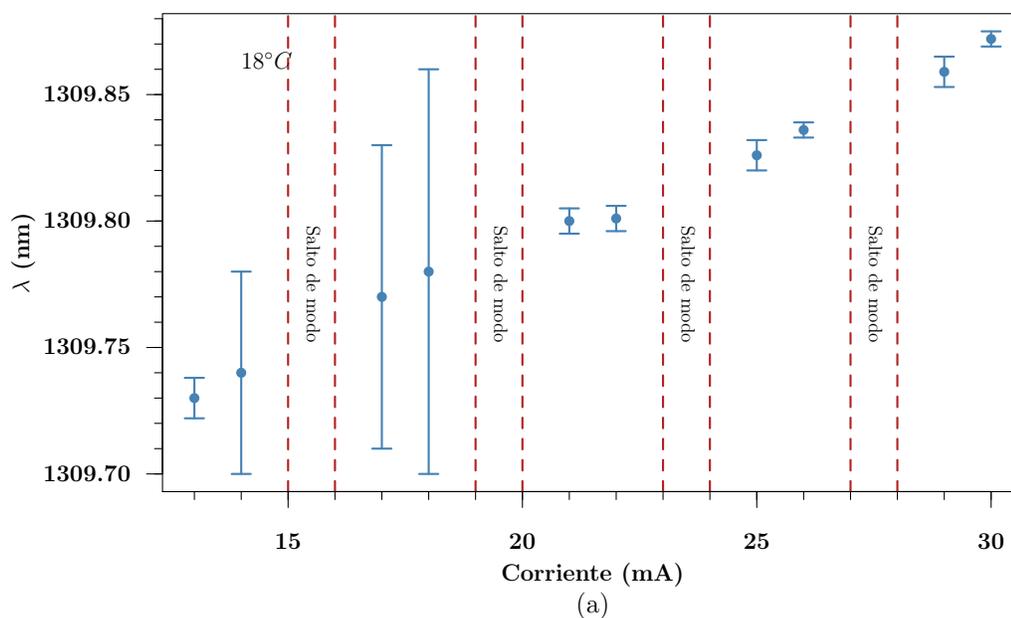


Figura 4.20: Medición de longitud de onda del diodo láser retroalimentado. Como se puede observar, en las regiones de estabilidad la medición tiene una incertidumbre menor a las regiones cerca de un salto de modo donde la incertidumbre es mayor.

los modos tienen una incertidumbre alrededor de $\pm 0.005\text{nm}$, aquí los modos de emisión son estables en comparación con la resolución del medidor de longitud de onda. Mientras que, en las regiones donde se tiene una incertidumbre alrededor de $\pm 0.05\text{nm}$, los modos no son tan estables por lo que la medición de longitud de onda tiene un mayor error.

Ahora que ya se cuenta con un láser retroalimentado, el siguiente paso consiste en sintonizar la emisión de la longitud de onda a un valor de los que se muestran en las tablas 1.3, 1.4, 1.5, 1.6, 1.7, 1.8 de la sección 1.3.

Para modificar la longitud de emisión del láser se pueden variar las siguientes características:

1. Mover el tornillo de sintonía: Esto nos da un cambio del orden de nanómetros en la longitud de onda.
2. Modificar la corriente del diodo.

- a) Mientras no exista un salto de modo, el cambio de la longitud de onda es del orden de $(10^{-3}\text{nm a } 10^{-6})\text{nm}$, en general se mide con el Fabry-Pérot en términos de cambio de frecuencia del orden de GHz a MHz.
 - b) Si hay un salto de modo, el cambio de la longitud de onda es del orden de 10^{-1} nm , el medidor de longitud de onda aún identifica dichos cambios.
3. Modificar la temperatura del diodo: Esto nos da un cambio del orden de 10^{-1} nm .
 4. Modificar el voltaje del piezoeléctrico que está colocado en el tornillo de sintonía.
 - Mientras no exista un salto de modo, el cambio de la longitud de onda es del orden de $10^{-3}\text{ nm a } 10^{-6}\text{ nm}$, en general se mide con el Fabry-Pérot en términos de cambio de frecuencia del orden de GHz a MHz.
 - Si hay un salto de modo, el cambio de la longitud de onda es del orden de nanómetros. Esto debido a que se pasa al modo adyacente que es posible sintonizar usando el tornillo de sintonía.

Sin embargo, el valor preciso de estos cambios cambia en cada una de las regiones de estabilidad ya sea por la amplitud en que se puede variar cada uno de los parámetros antes de encontrar un salto de modo. Por lo tanto, se fueron modificando cada uno de los parámetros en el orden indicado en esta lista para poder acercarnos a la longitud de onda buscada.

El primer paso consiste en modificar el tornillo de sintonía, por lo que se le inyectó al diodo 30 mA de corriente y se fue girando el tornillo poco a poco para observar los modos que se mantienen en la cavidad. La longitud de onda más cercana a $\lambda_0 = (1304.88 \pm 0.013)\text{nm}$ el cual es uno de los valores que se encuentra en la tabla mostrados en las tablas 1.5 página 11, es $\lambda = (1305.14 \pm 0.004)\text{nm}$.

Una vez sintonizada la longitud de emisión al valor más cercano que estamos buscando, se procedió a variar la corrientes inyectada al diodo, tanto subir como bajar corriente ya que la emisión depende de esto, y se midieron los valores obtenidos en todo el rango permitido. Los resultados se muestran en la figura 4.21. Como se puede observar el valor más cercano a la longitud de onda buscada es $\lambda = (1304.98 \pm 0.002)\text{nm}$ y este se obtiene al suministrarle 11mA de corriente.

Debido a que con una variación de corriente no es posible disminuir más la longitud de onda, se procede a disminuir la temperatura de operación del diodo

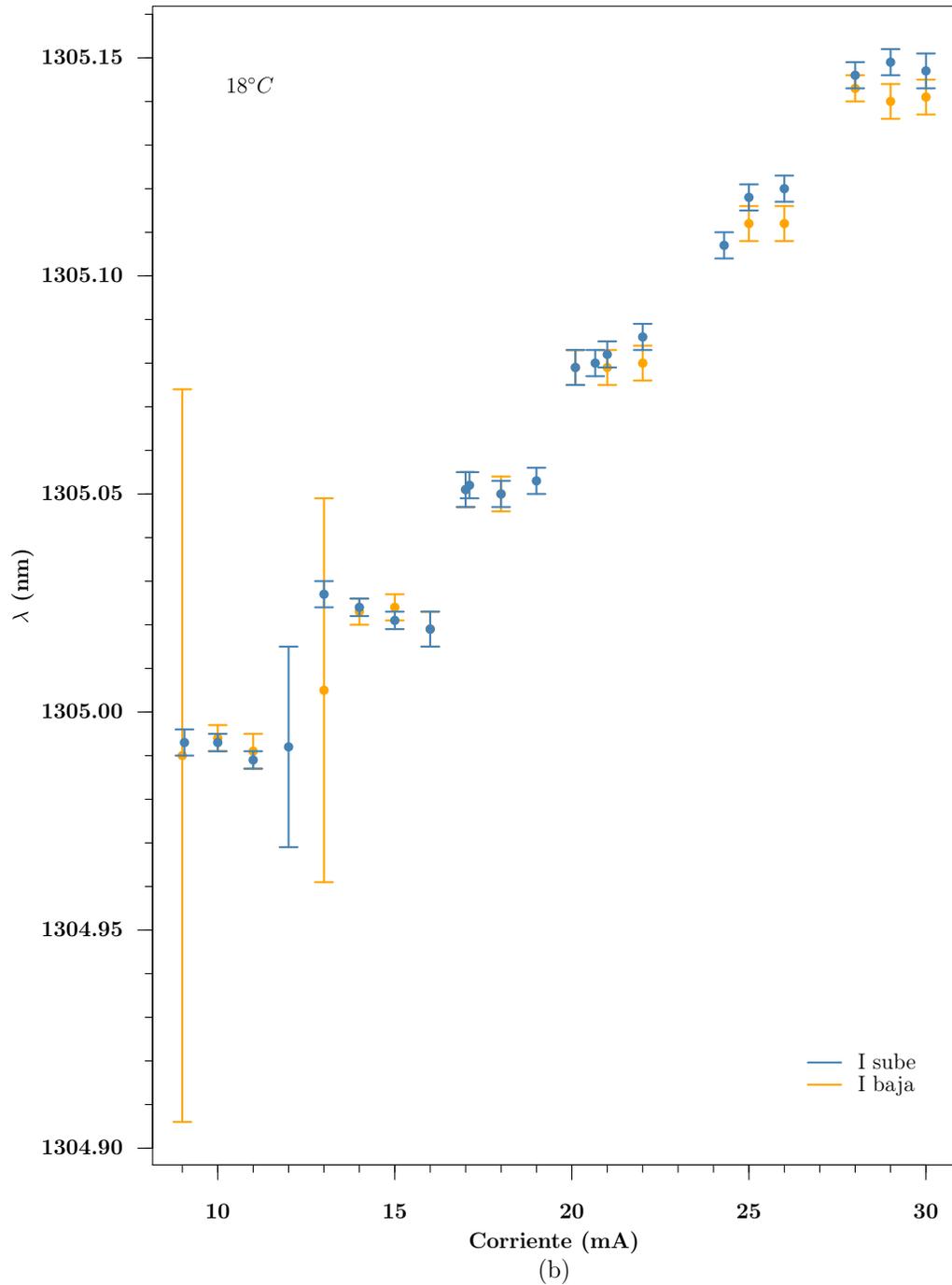


Figura 4.21: Medición de longitud de onda del diodo láser retroalimentado. Como se puede observar, en las regiones de estabilidad la medición tiene una incertidumbre menor a las regiones cerca de un salto de modo donde la incertidumbre es mayor.

con el objetivo de disminuir la longitud de onda de emisión del láser. Se fue variando la temperatura del láser poco a poco y se revisaron las longitudes de onda que emitía el láser para los diferentes valores. A la temperatura de $T = 16.0^\circ\text{C}$ se encontró con una emisión de longitud de onda alrededor del intervalo $\lambda_0 = (1304.88 \pm 0.0013)\text{nm}$, ver figura 4.22.

Una vez estamos sintonizando la longitud de onda buscada, es importante caracterizar los barridos de frecuencia que se pueden hacer alrededor de este punto para poder buscar las transiciones que nos permitirán generar átomos de Rydberg. Para esto, se pueden modificar la corriente inyectada al diodo y voltaje en el piezoeléctrico.

Para determinar el cambio de frecuencia que se puede obtener por un cambio en la corriente inyectada, se usó el Fabry-Pérot para observar el cambio de posición en los modos de emisión. En la figura 4.23 se observa la rampa de voltaje aplicada al piezoeléctrico de la cavidad del Fabry-Pérot y un único modo de emisión que se repite con una separación de 15GHz, esto es lo que se conoce como el rango espectral libre (FSR, por sus siglas en Inglés), ver figura 4.23, y es lo que nos dará una relación entre el desplazamiento de los modos con el cambio de frecuencia asociado a un cambio de corriente.

En la figura 4.24 se observan las diferentes posiciones de los modos conforme se va reduciendo la corriente en un intervalo de 24mA hasta 22.2mA. Observando detenidamente las gráficas, es posible ver que conforme se reduce la corriente los modos van moviéndose hacia la izquierda. Es decir, una reducción en corriente conlleva una reducción en la frecuencia de emisión del láser.

Para obtener el cambio que esto implica, relacionando la corriente inyectada al diodo con la posición de cada uno de los centros de las curvas, además de usar que la separación del mismo modo es de 1.5GHz, se obtiene la gráfica que se muestra en la figura 4.25. Realizando un ajuste de regresión lineal a los datos encontramos el valor de la pendiente y esto nos relaciona el cambio de frecuencia obtenido por cada cambio de miliampere en la corriente inyectada. Cabe mencionar que la pendiente negativa únicamente nos indica que conforme se reduce la corriente, la frecuencia disminuye. En este caso se obtuvo un valor de $(141 \pm 5)\text{MHz/mA}$.

De una manera enteramente análoga se realiza la medición para obtener el cambio de frecuencia en la emisión del láser en respuesta al cambio de voltaje en el piezoeléctrico. En este caso, se obtuvo un valor de $(26.8 \pm 0.02)\text{MHz/V}$.

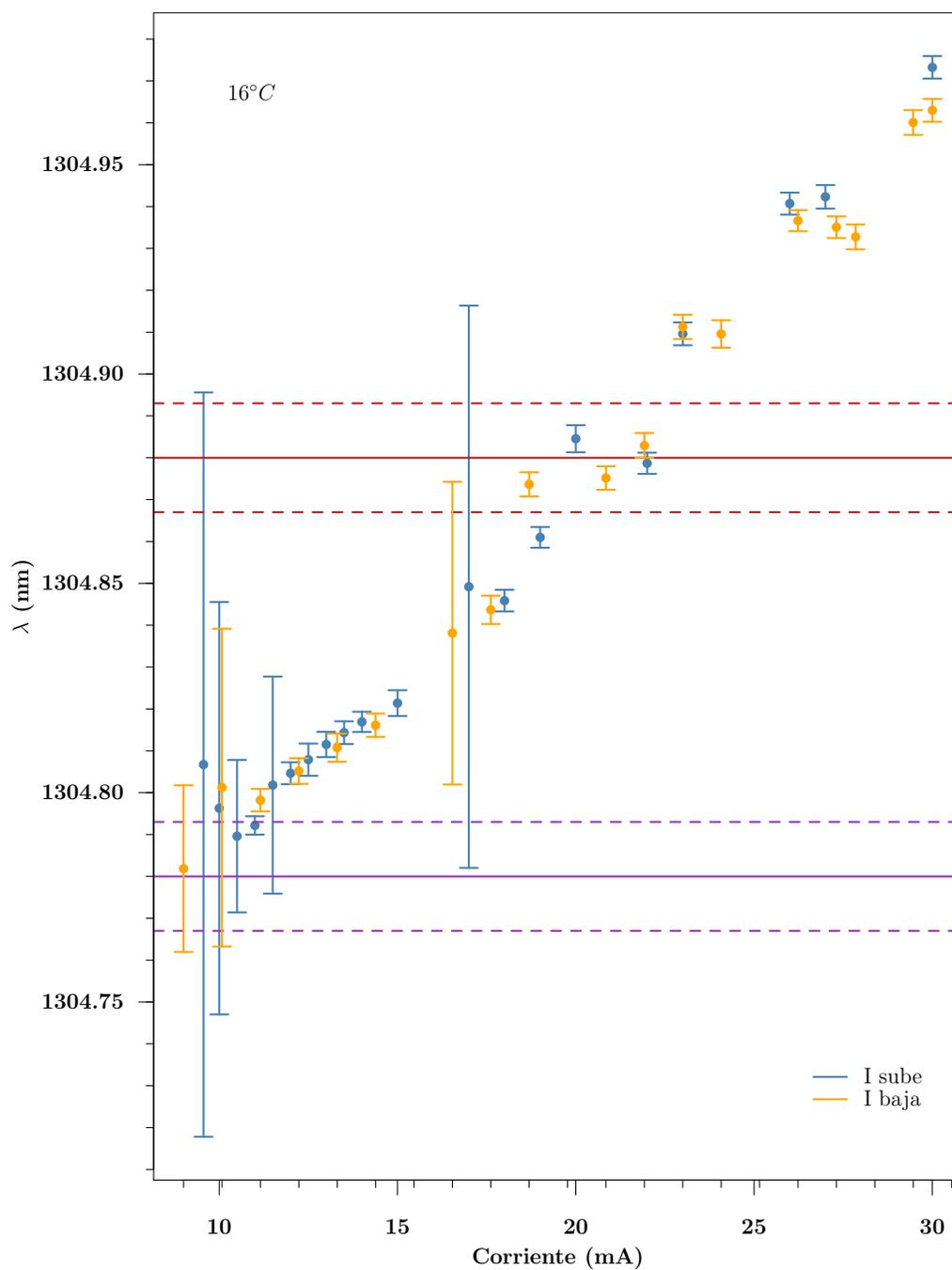


Figura 4.22: Medición de longitud de onda del diodo láser retroalimentado. Como se puede observar, en las regiones de estabilidad la medición tiene una incertidumbre menor a las regiones cerca de un salto de modo donde la incertidumbre es mayor.

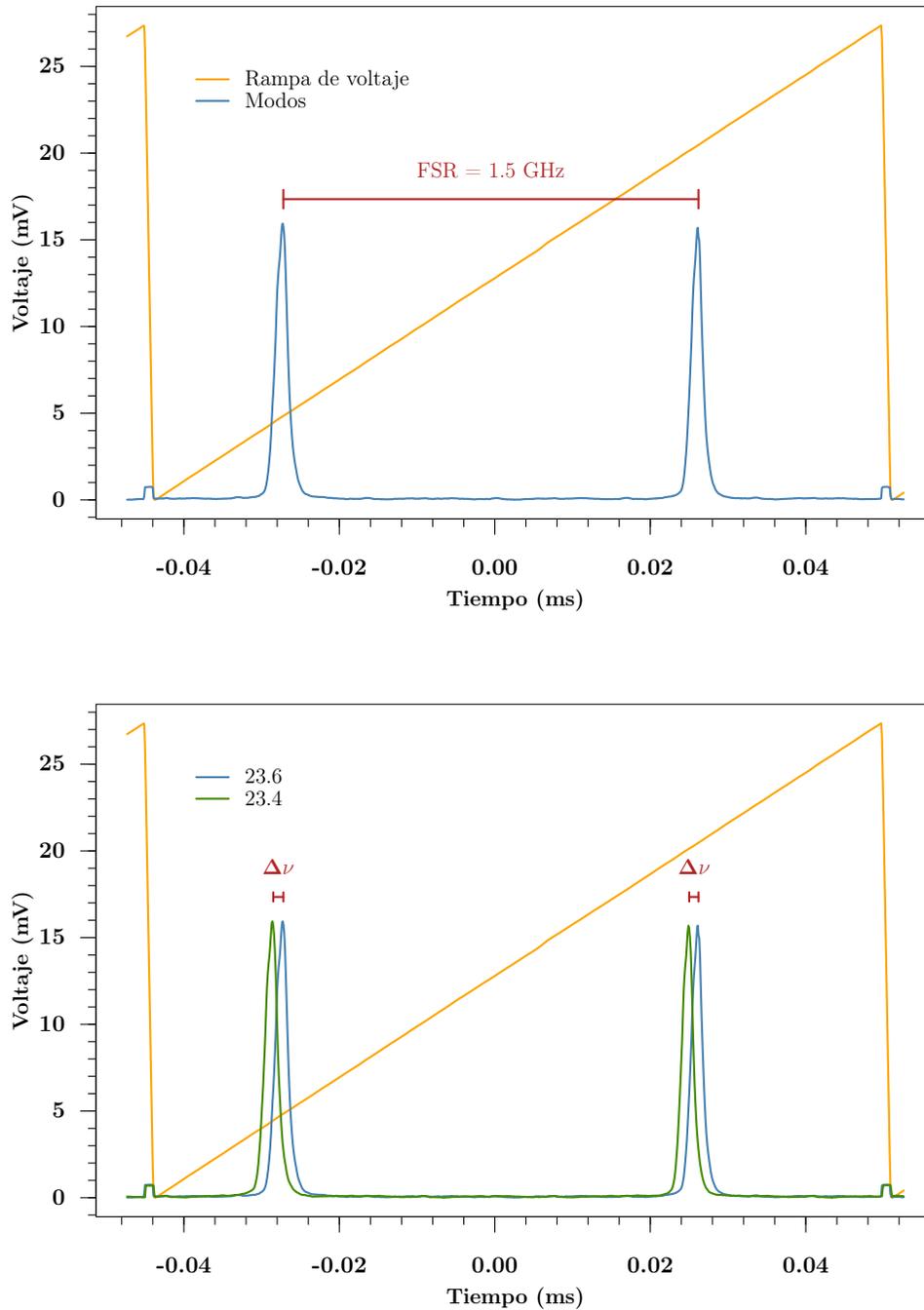


Figura 4.23: Calibración del rango espectral libre de 15.5GHz del Fabry-Pérot para medir el cambio de frecuencia $\Delta\nu$ debido a cambios de corriente en el diodo o cambios de voltaje en el piezoeléctrico.

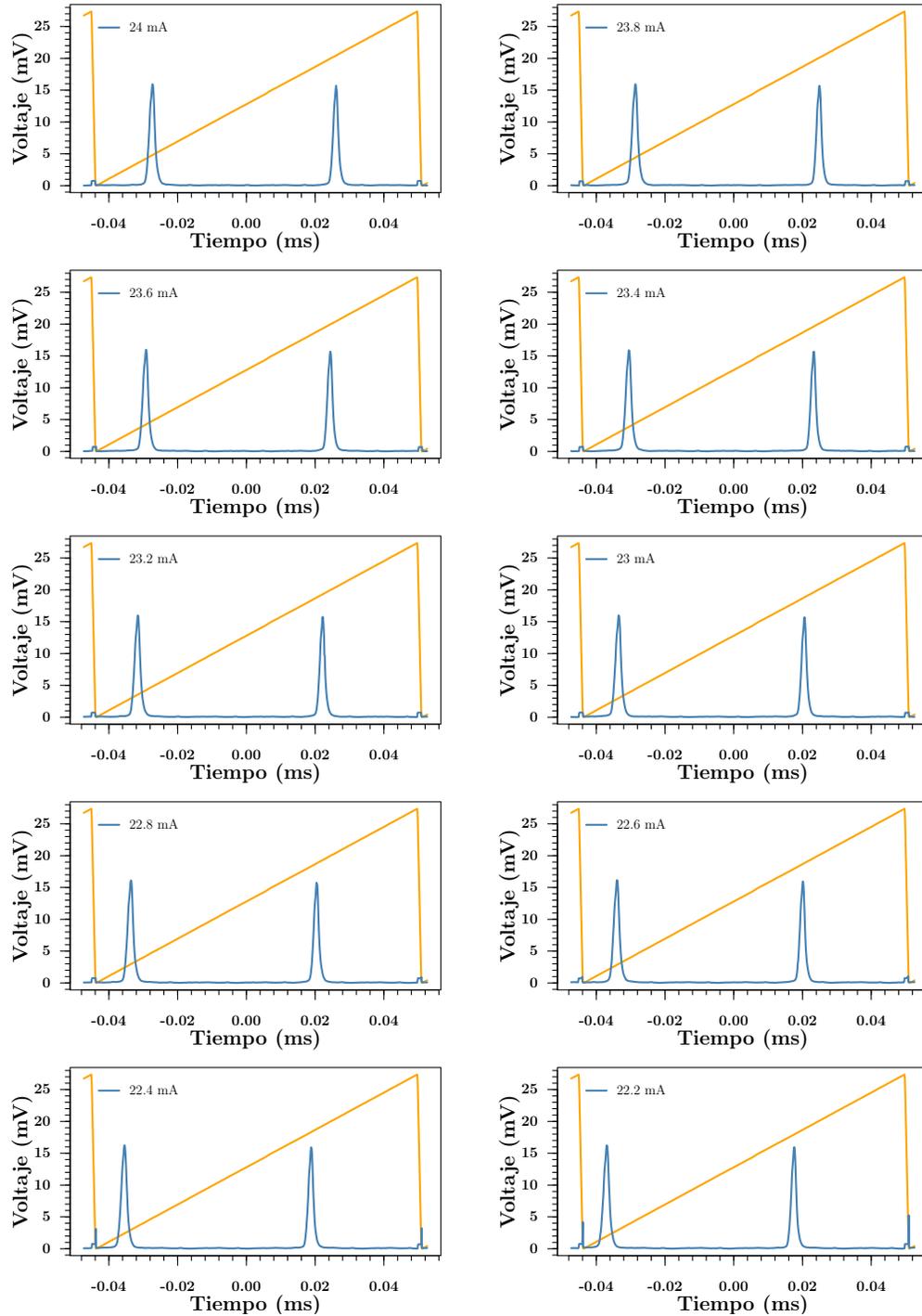


Figura 4.24: Calibración del rango espectral libre de 15.5GHz del Fabry-Pérot para medir el cambio de frecuencia $\Delta\nu$ debido a cambios de corriente en el diodo.

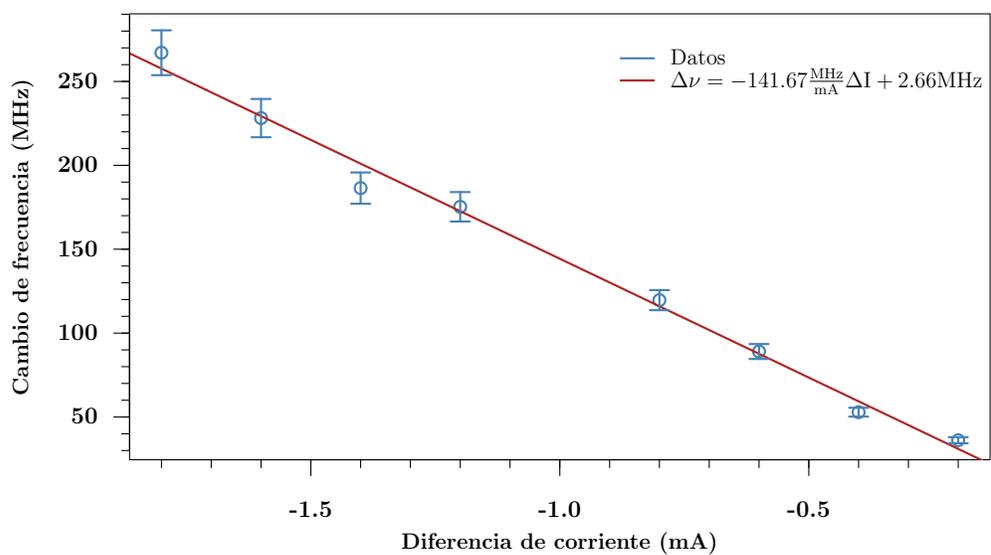


Figura 4.25: Relación entre el cambio de corriente y el cambio de frecuencia en la emisión del láser.

Capítulo 5

Conclusiones

En lo que respecta a la cavidad extendida en configuración Littrow, se logró construir dicha cavidad que nos permita sintonizar al menos una longitud de onda, dentro de la incertidumbre, para generar estados de Rydberg con $n = 20$. Además se caracterizó la cavidad en cuestión a los barridos de frecuencia que permitirán obtener un intervalo mayor de búsqueda para generar estos estados.

La principal ventaja de la configuración Littrow es la posibilidad de usarlas para una variedad de longitudes de onda. Esto permite una gran flexibilidad al momento de sintonizar un láser en el rango del visible hasta el infrarrojo cercano ($\sim 390\text{nm}$ a 1500nm). De esta manera tenemos una herramienta accesible en la búsqueda de niveles de Rydberg.

El mayor inconveniente de esta cavidad es que el ancho de emisión está en el orden de los megahertz ($\Delta\nu \sim \text{MHz}$). Esto limita el estudio de la estructura hiperfina por medio de la espectroscopia. Por ejemplo, el ancho natural de línea en del decaimiento $5p_{3/2} \rightarrow 5s_{1/2}$ es del mismo orden que del ancho de emisión del láser. En el caso de querer determinar dicho parámetro para estados de Rydberg, esto se volverá prácticamente imposible debido a que el ancho de emisión del láser será el predominante en dichas observaciones.

Por otro lado, respecto a la cavidad extendida en configuración cat-eye, se propuso un diseño que permite generar barridos de frecuencia, alrededor de los 780.2nm , mayores a 7GHz . Esto permitirá mejorar el control experimental en el laboratorio al poder seleccionar el nivel hiperfino con el cual se realizarán las transiciones.

El punto fuerte de esta configuración es que reduce el ancho de emisión del láser al orden de los kilohertz ($\Delta\nu \sim \text{kHz}$). Esto nos proporcionará una herra-

mienta para resolver el ancho natural de línea de los niveles hiperfinos hasta un estado de Rydberg con $n \sim 40$. Para estados mayores a esos niveles, el ancho de línea será del orden (incluso menor) al ancho de emisión del láser, debido a que el tiempo de vida de estos estados es proporcional a n^3 , por lo que su ancho de línea es proporcional a n^{-3} .

Cabe mencionar que la principal limitación en esta configuración es que los filtros de interferencia dieléctricos con las características adecuadas; transmisión mayor al 90 %, con curva de transmisión rectangular con un ancho no mayor a 3nm, no han sido desarrollados para diversas longitudes de onda. Esto restringe las longitudes de onda en las que se puede sintonizar un láser con esta configuración.

De lo anterior, concluyo que la configuración Littrow es ideal para la exploración inicial al momento de generar estados de Rydberg. Una vez se lograron generar dichos estados, se vuelve necesario reducir el ancho de emisión del láser y en este momento es cuando es necesario evaluar si la configuración cat-eye permite dar este paso.

En el caso particular de la longitud desarrollada en este trabajo, 1300nm, existe dicha posibilidad si uno está dispuesto a usar un filtro con una transmisión del 40 %. Esto conlleva la necesidad de conseguir un diodo láser con mayor potencia para compensar dicha pérdida o investigar otras posibilidades como son los diodos de alta potencia que son estimulados por un diodo de baja potencia para emitir en la longitud de onda de este último.

Como trabajo a futuro, se consideran los siguientes mecanismos para determinar si se están generando los estados de Rydberg. Se dividen principalmente en el tipo de detección que se realiza.

Disminución de fluorescencia El camino que se propone para generar estos estados, hace uso de las transiciones multifotónicas

$$5s_{1/2} \longrightarrow 5p_{3/2} \longrightarrow 5d_{3/2} \longrightarrow 20p_{1/2} \quad (5.1)$$

como se muestra en la figura 1.4, en la página 13, los electrones pueden decaer por un camino alternativo al nivel $6p$ y de ahí emitir fotones azules (420.2nm) para llegar de nuevo al estado base. Usando un tubo fotomultiplicador junto con un chopper es posible realizar detección en fase [41] para caracterizar dicha fluorescencia. Una vez se tiene caracterizada, se hace incidir el láser de 1304.8nm en la celda y el objetivo es detectar una disminución en la fluorescencia para saber que hay electrones que ya no están decayendo y por ende deben de estar en otro nivel, en este caso sería

el nivel $20p_{1/2}$, principalmente a que la vida media de los estados excitados crece del orden de n^3 . También es posible usar un contador de fotones para mayor resolución en los cambios de intensidad.

Electrón "shelving" En este caso se sigue el mismo esquema que el anterior, la diferencia radica en que ahora se procede a caracterizar la absorción del láser de 780.2nm. Una vez se tiene caracterizado, se hace incidir el láser de 1304.8nm y se busca observar una disminución en la absorción del láser de 780.2nm. Dicha disminución se debe nuevamente a que disminuye el número de electrones disponibles para absorber la longitud de onda de 780.2nm, debido a que el tiempo de vida de los estados excitados es mayor conforme el número cuántico principal crece.

Detección de iones Esta técnica consiste en aplicar un campo eléctrico a los átomos. Al hacer esto, se genera el efecto Stark logrando así desplazar y desdoblarse los niveles de energía del átomo. Aplicando un campo eléctrico con la intensidad adecuada es posible ionizar los átomos que tengan un electrón en el nivel $20p_{1/2}$ y detectarlos.

Se considera que la detección de los átomos de Rydberg se debe comenzar con alguno de los dos primeros métodos, ambos incluso. Esto obedece a que en el laboratorio ya está en operación el experimento que genera la fluorescencia, por lo que la introducción del tercer láser es prácticamente inmediata. Mientras que el tercer método sería más tardado ya que es necesario construir todo el sistema de generación y detección de iones.

Paralelamente a los procedimientos experimentales, el siguiente paso es realizar un estudio teórico sobre el proceso de generación y decaimiento de los estados de Rydberg. Esto con el objetivo de entender un poco más sobre el comportamiento de estos estados con el fin de mejorar, en caso necesario, la parte experimental para ser capaces de detectarlos. Para eso, se propone calcular elementos de la matriz reducida usando métodos numéricos, como puede ser los presentados en [2] y usar dichos cálculos en el software desarrollado en el laboratorio [15].

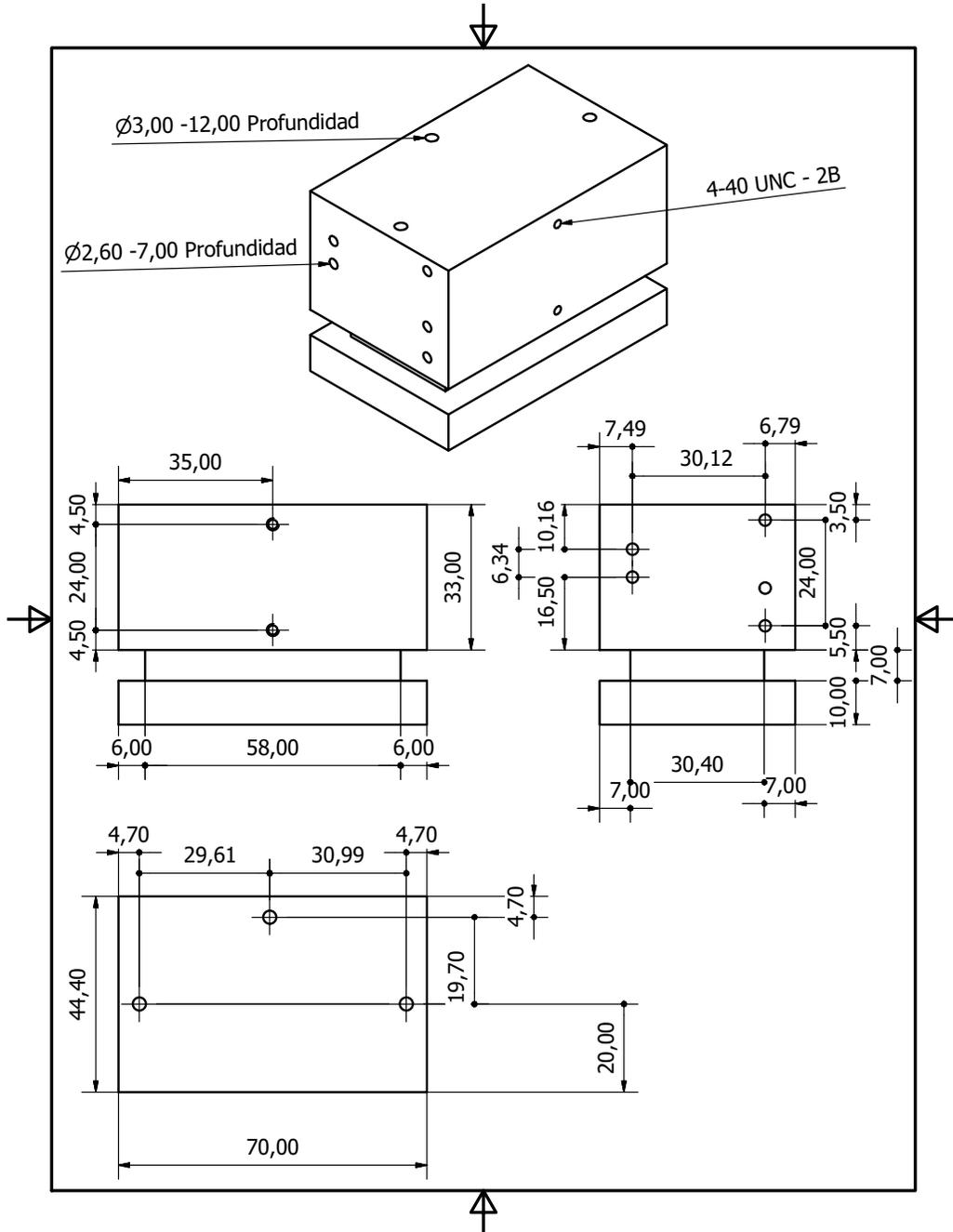
Por todo esto, se concluye que este trabajo incorpora una nueva herramienta de espectroscopia al laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM. Además de proporcionar una nueva ruta para la generación de estados de Rydberg en el rubidio a las ya existentes [36, 41]. Además de un nuevo diseño de cavidad extendida que permitirá realizar cambios entre los niveles hiperfinos del rubidio para optimizar los experimentos.

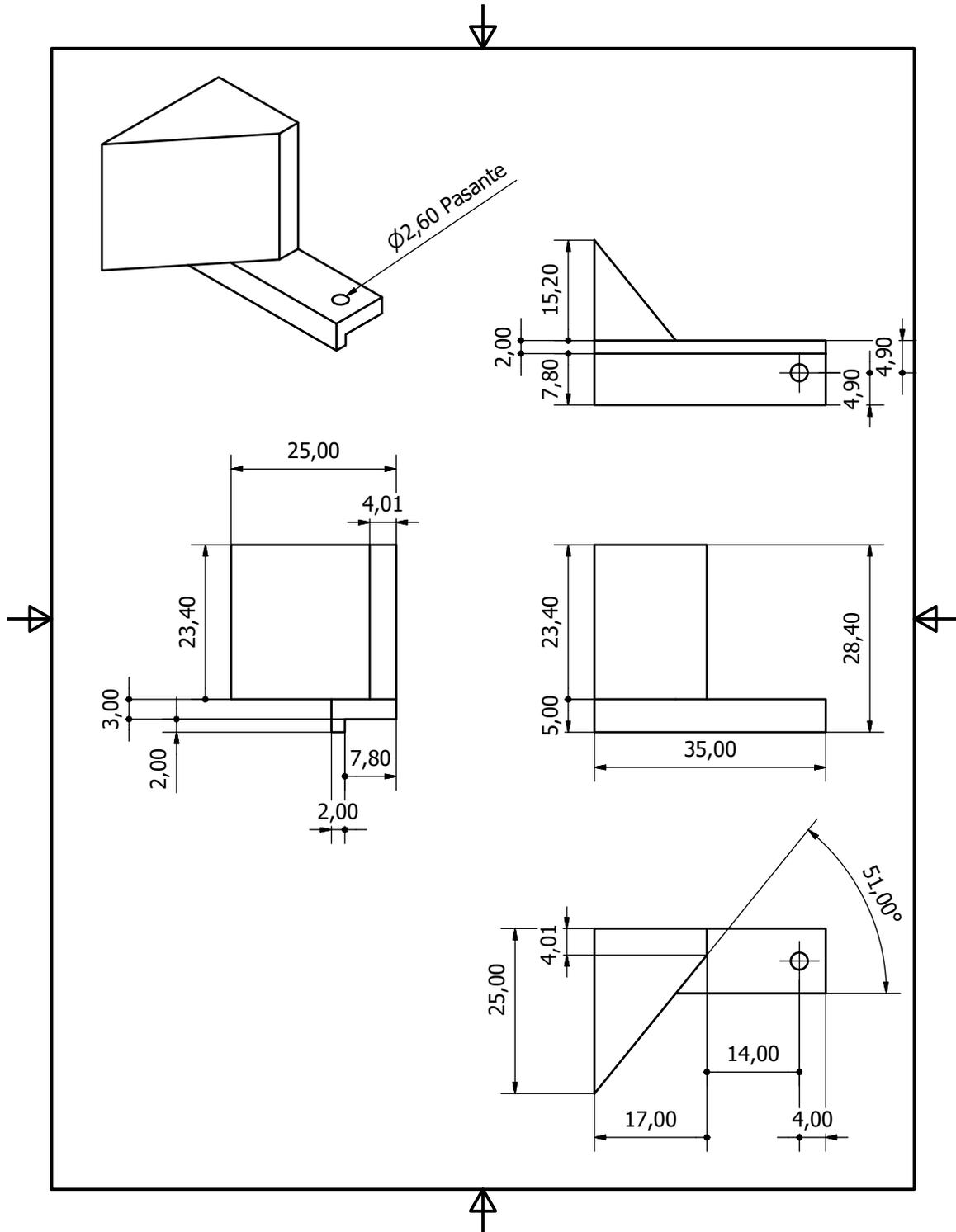
Apéndices

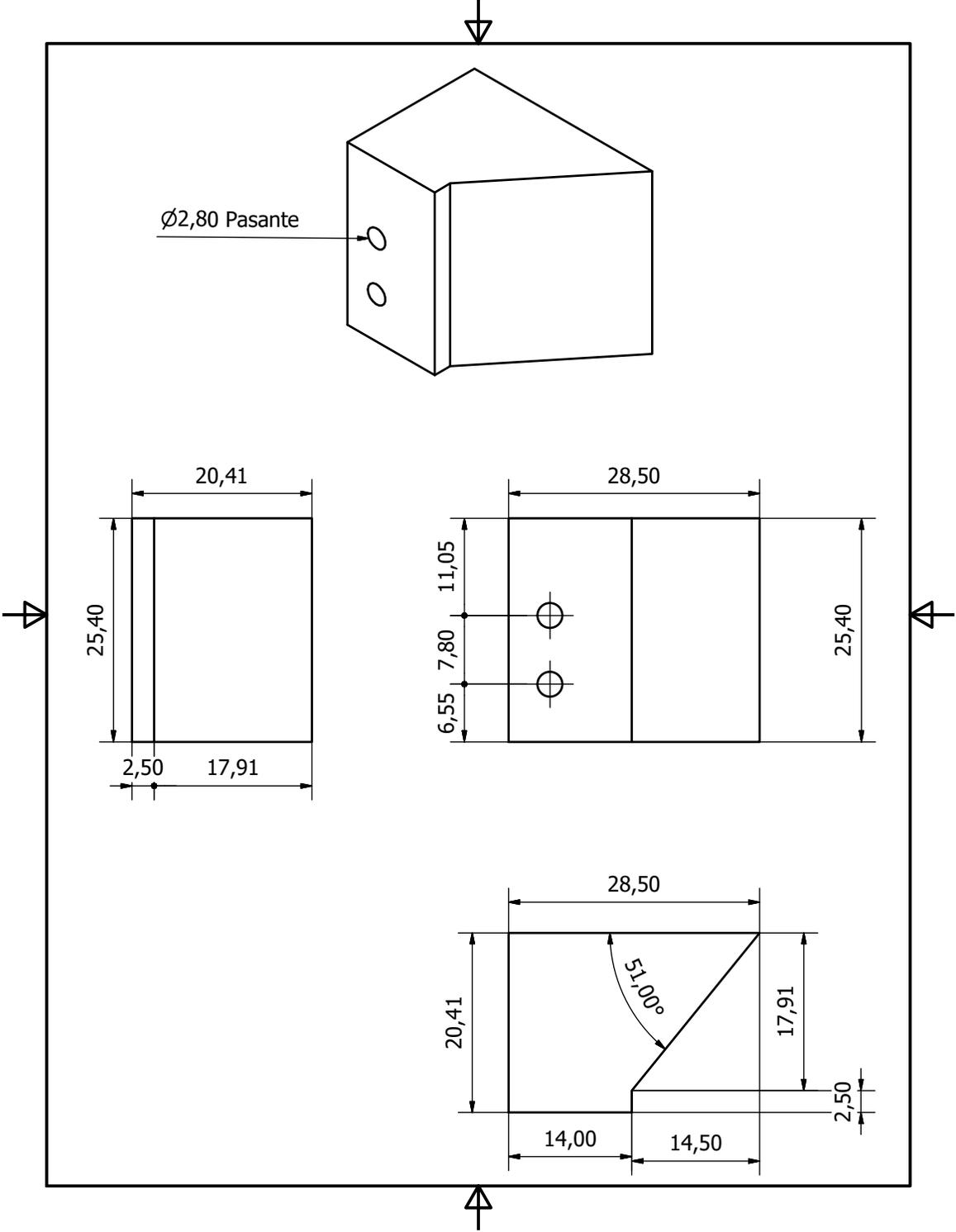
Apéndice A

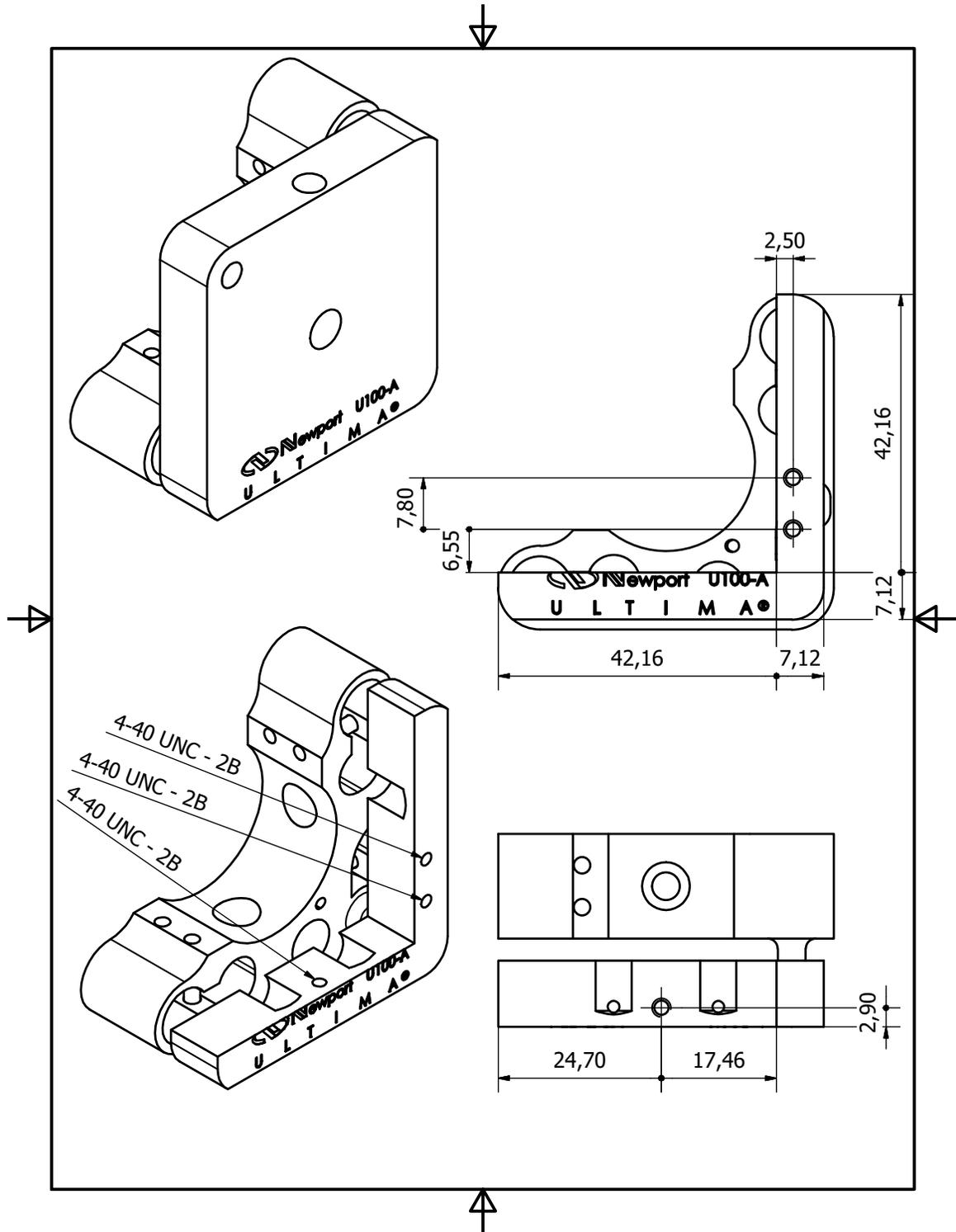
Diseños de las cavidades externas

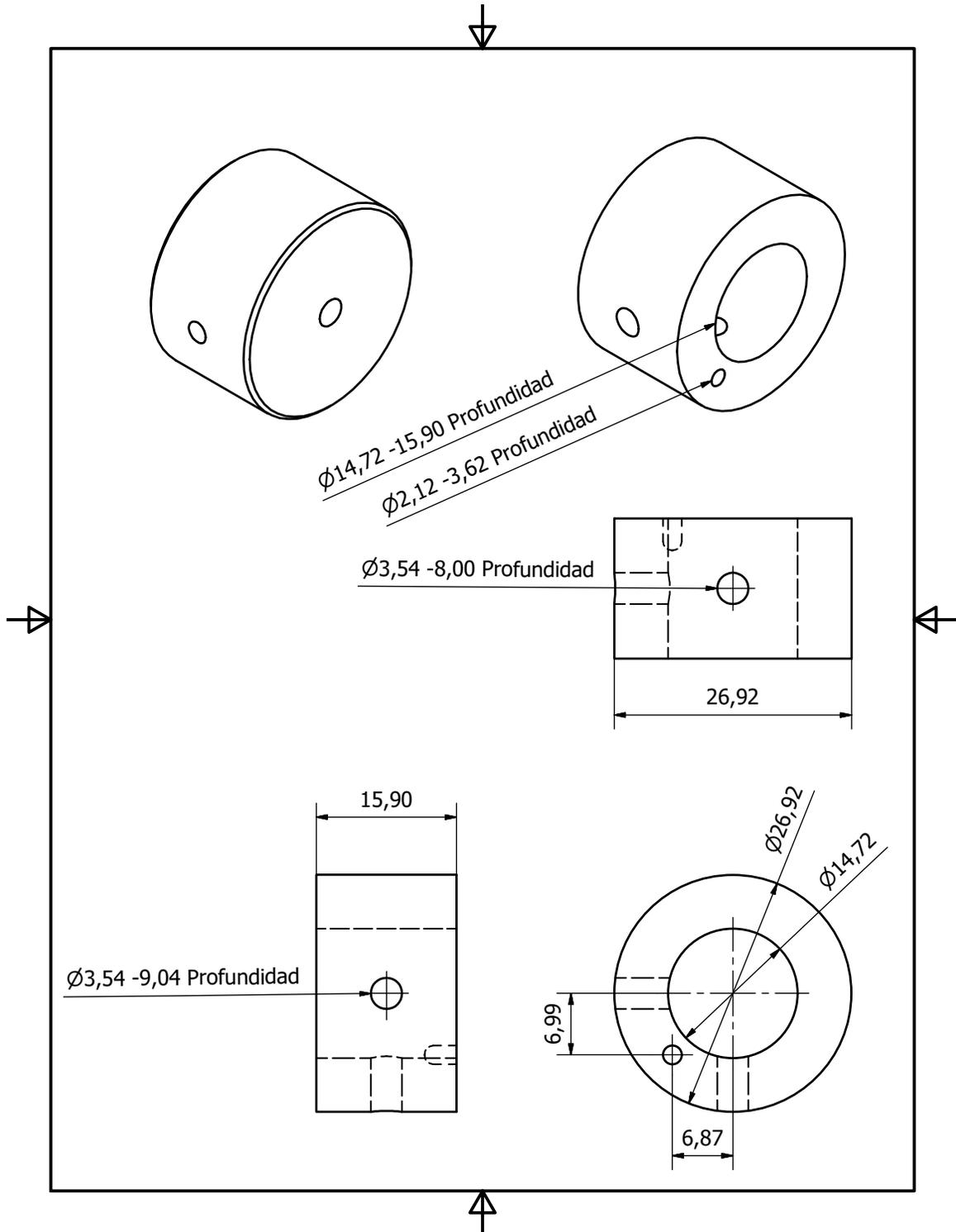
A.1. Configuración Littrow

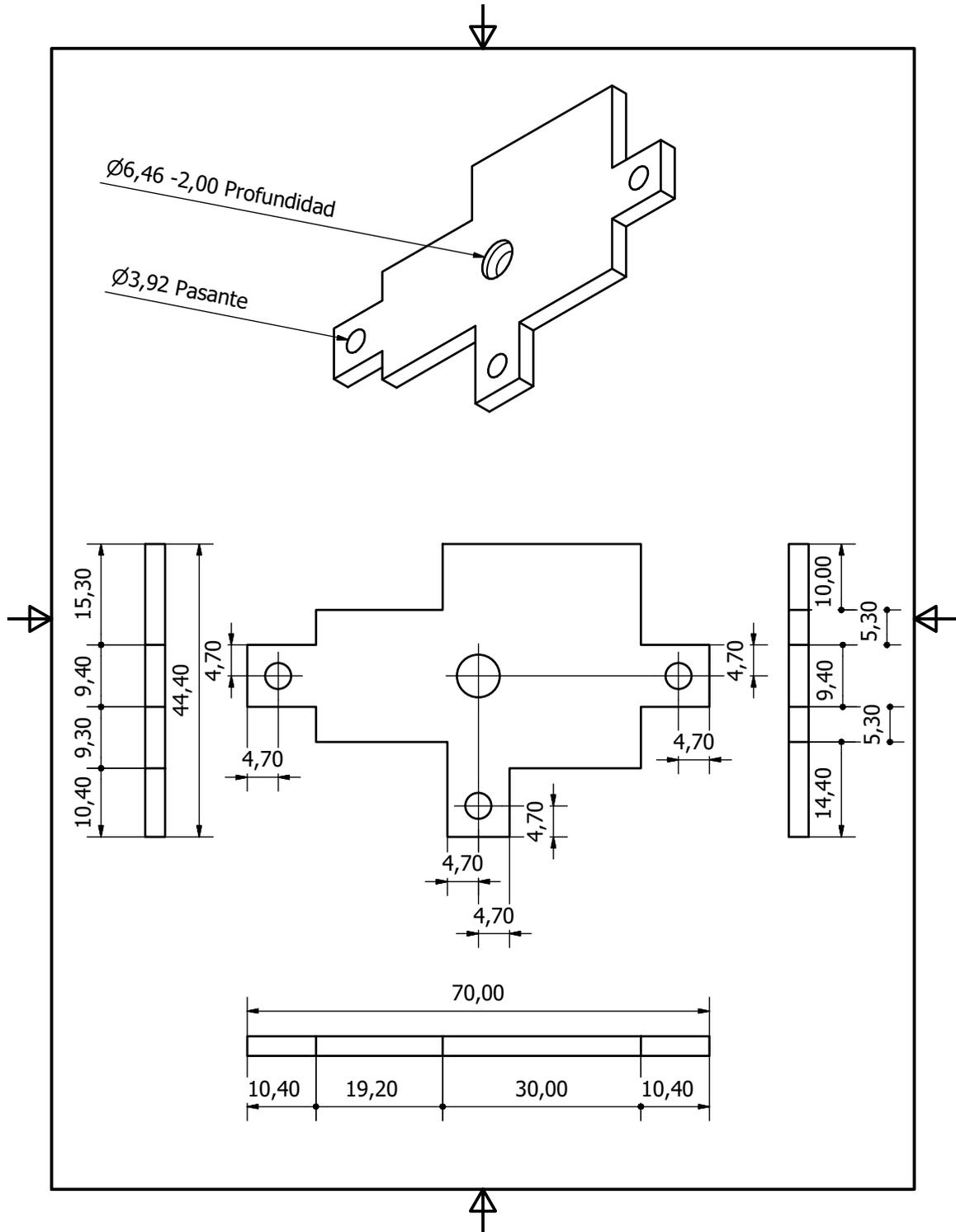


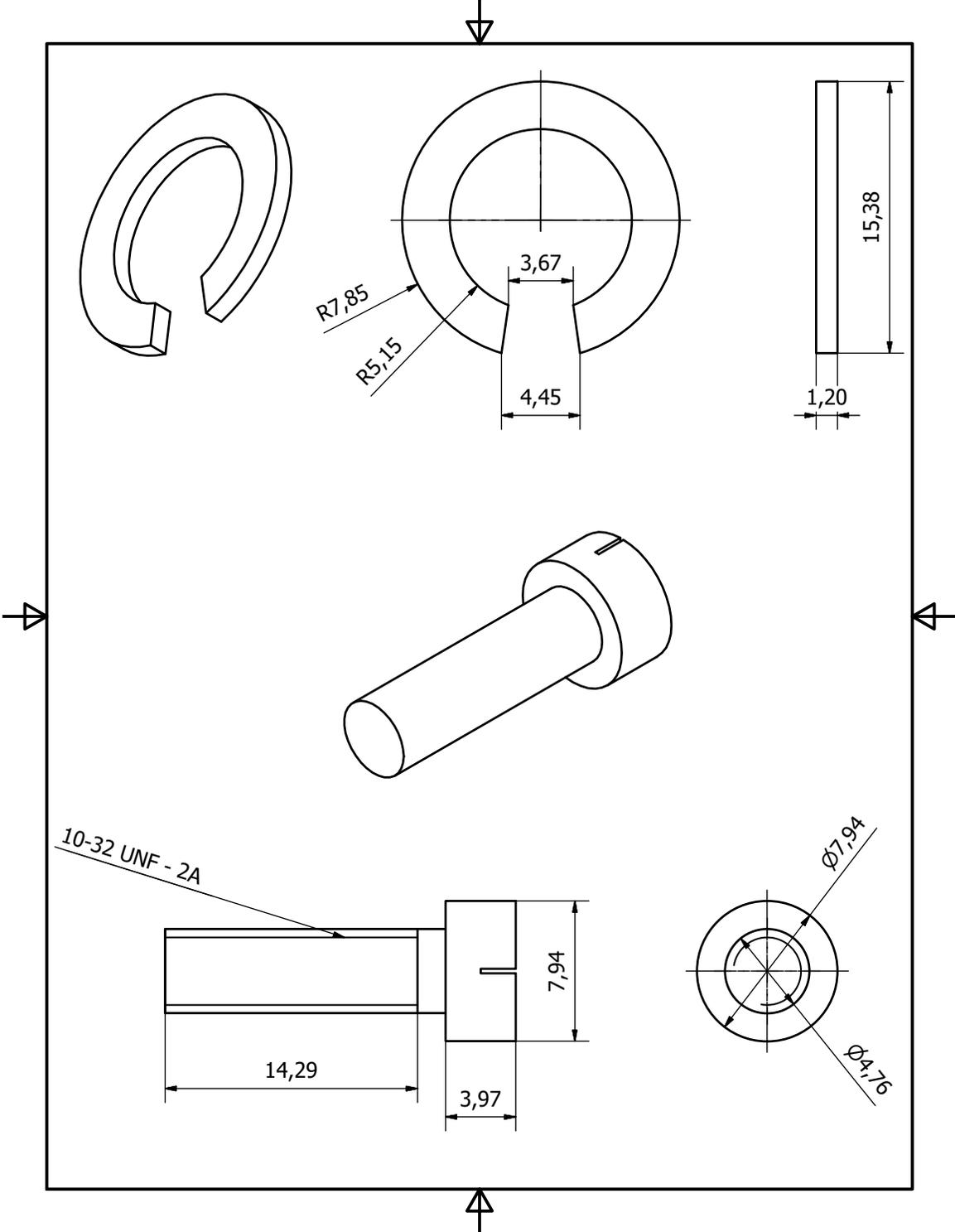


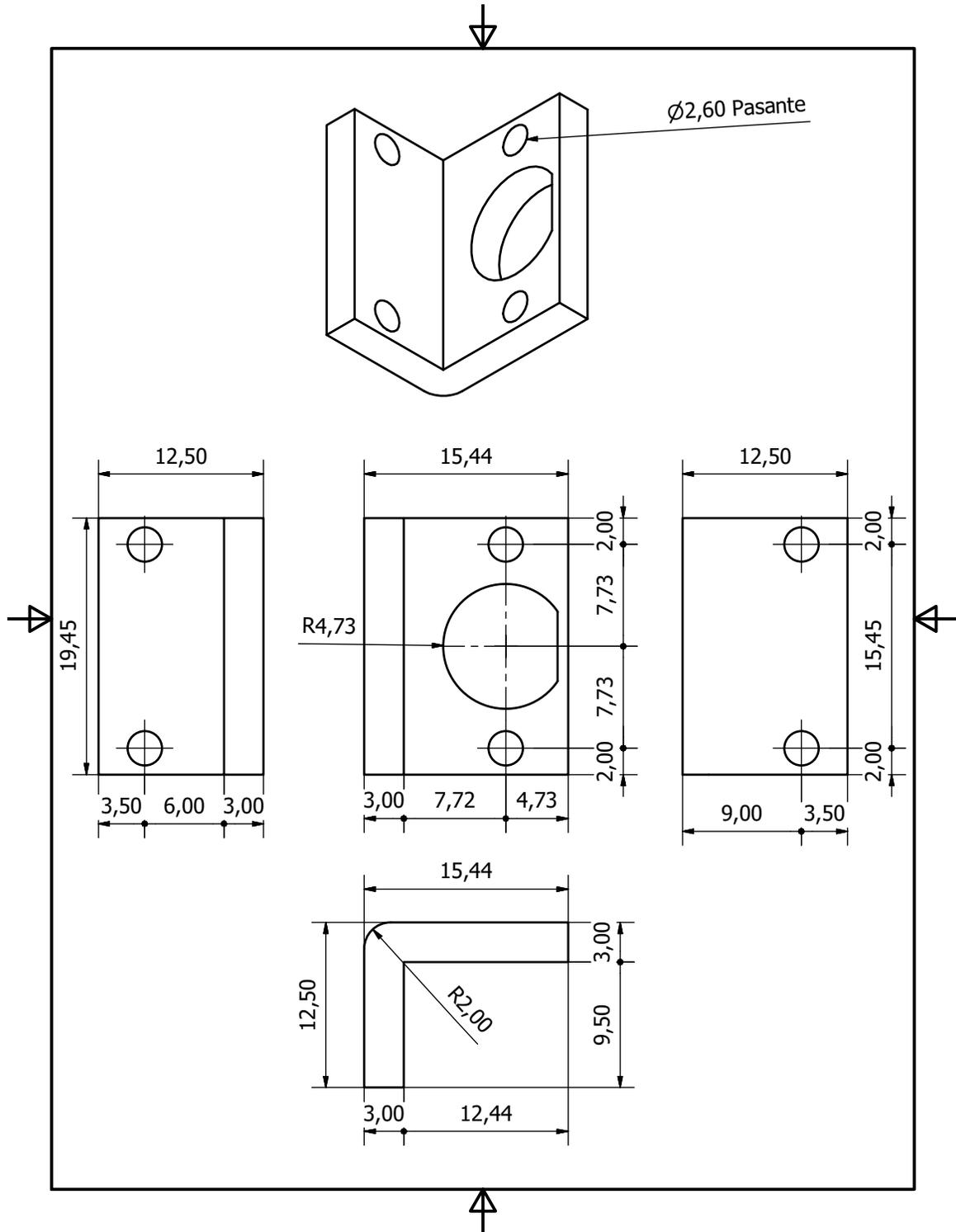




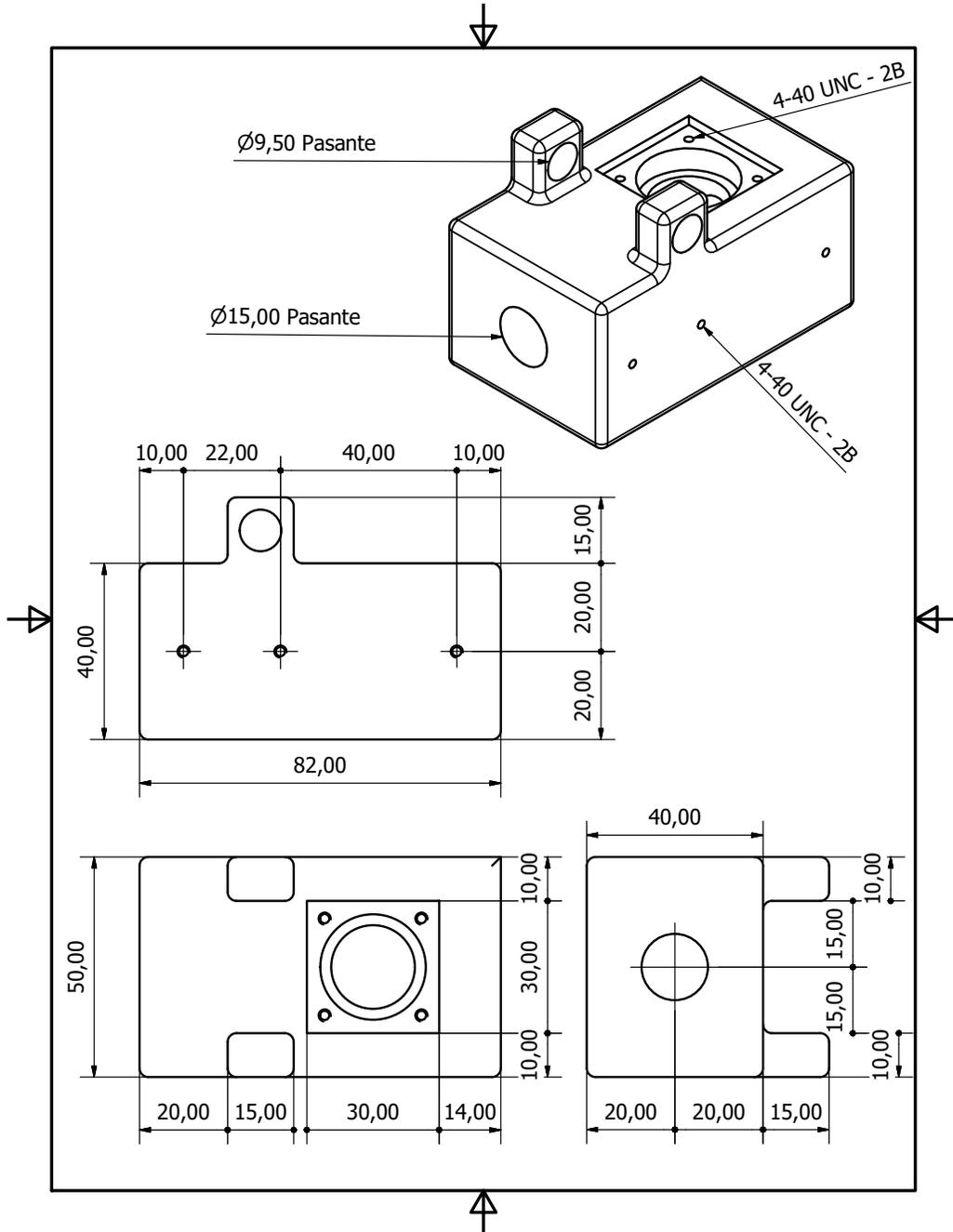


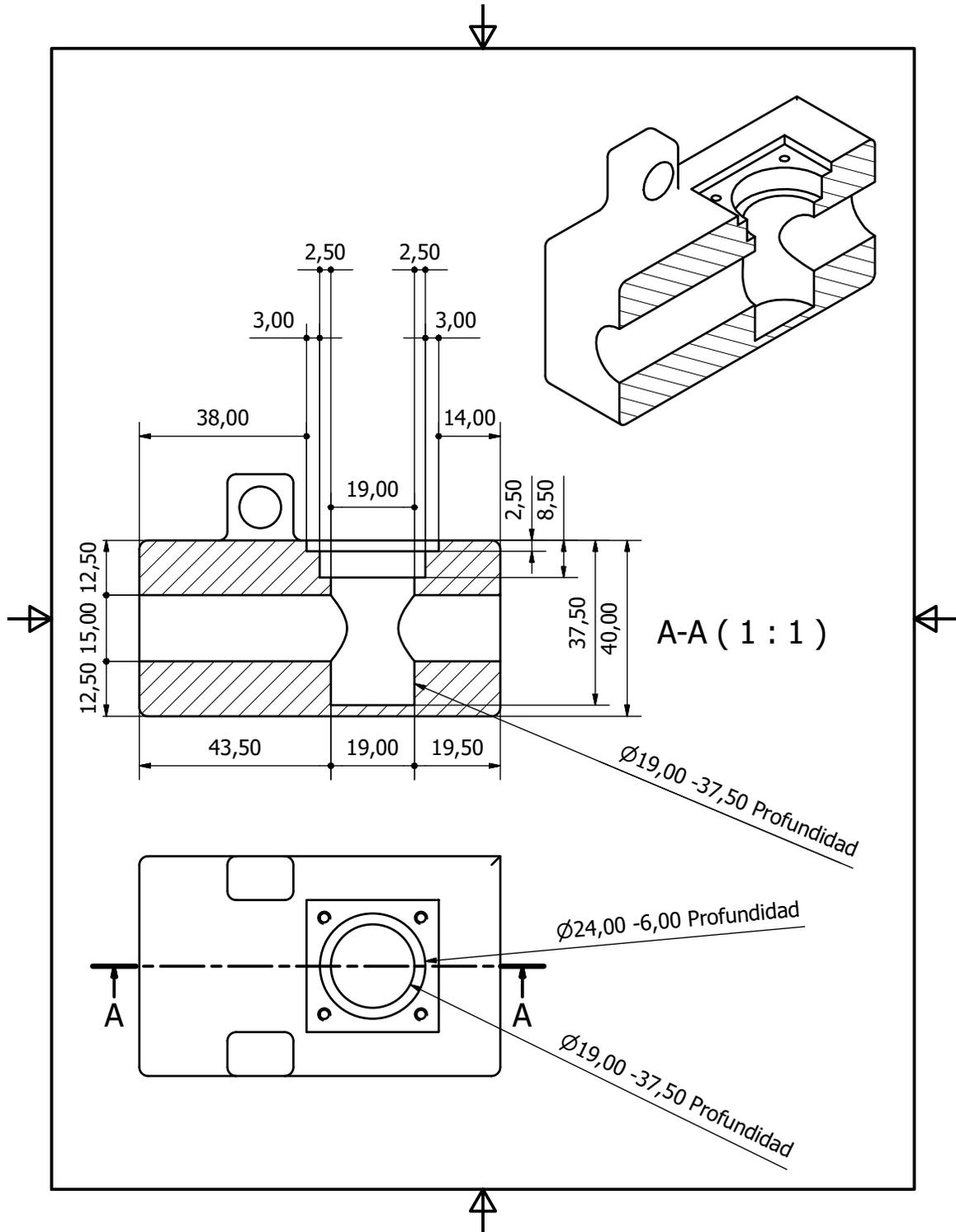


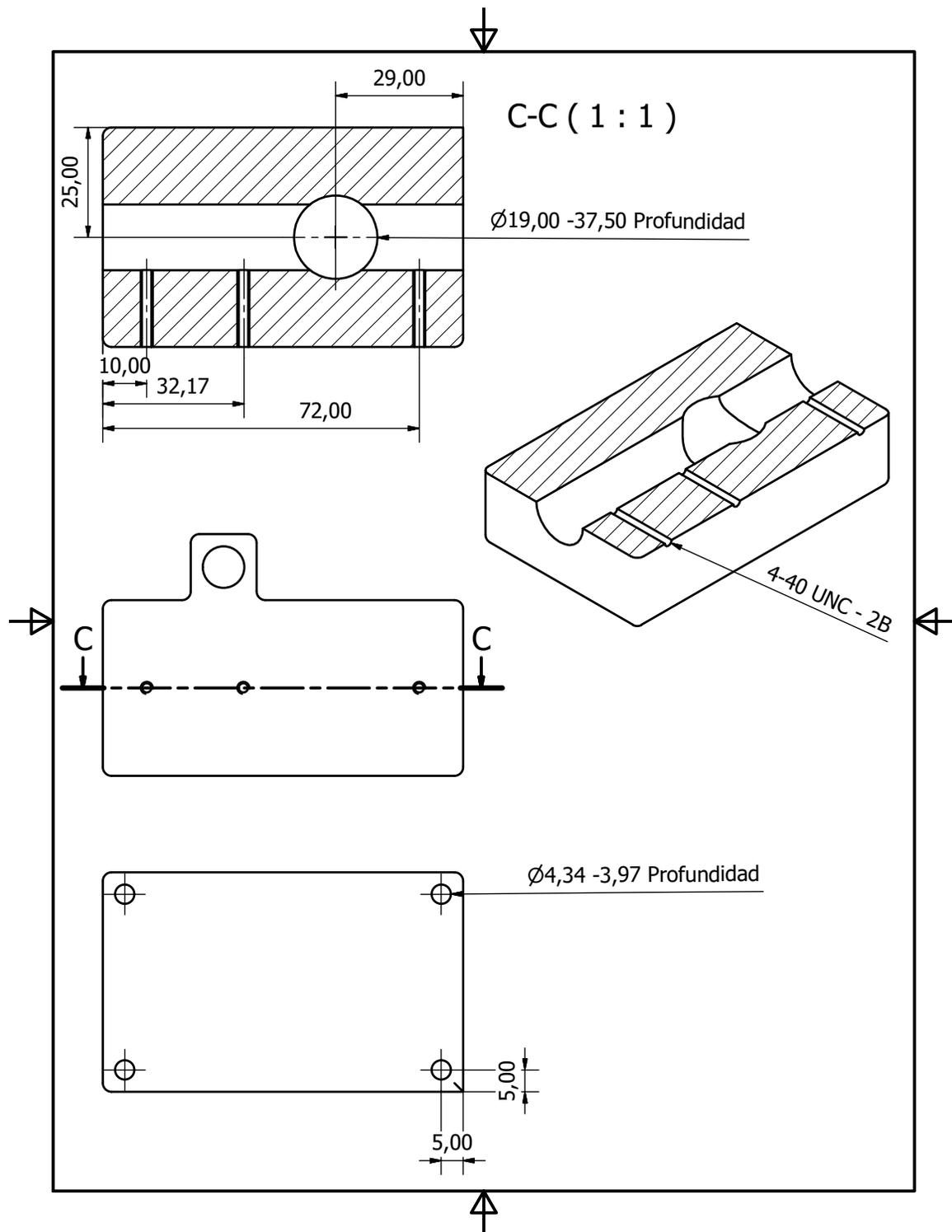


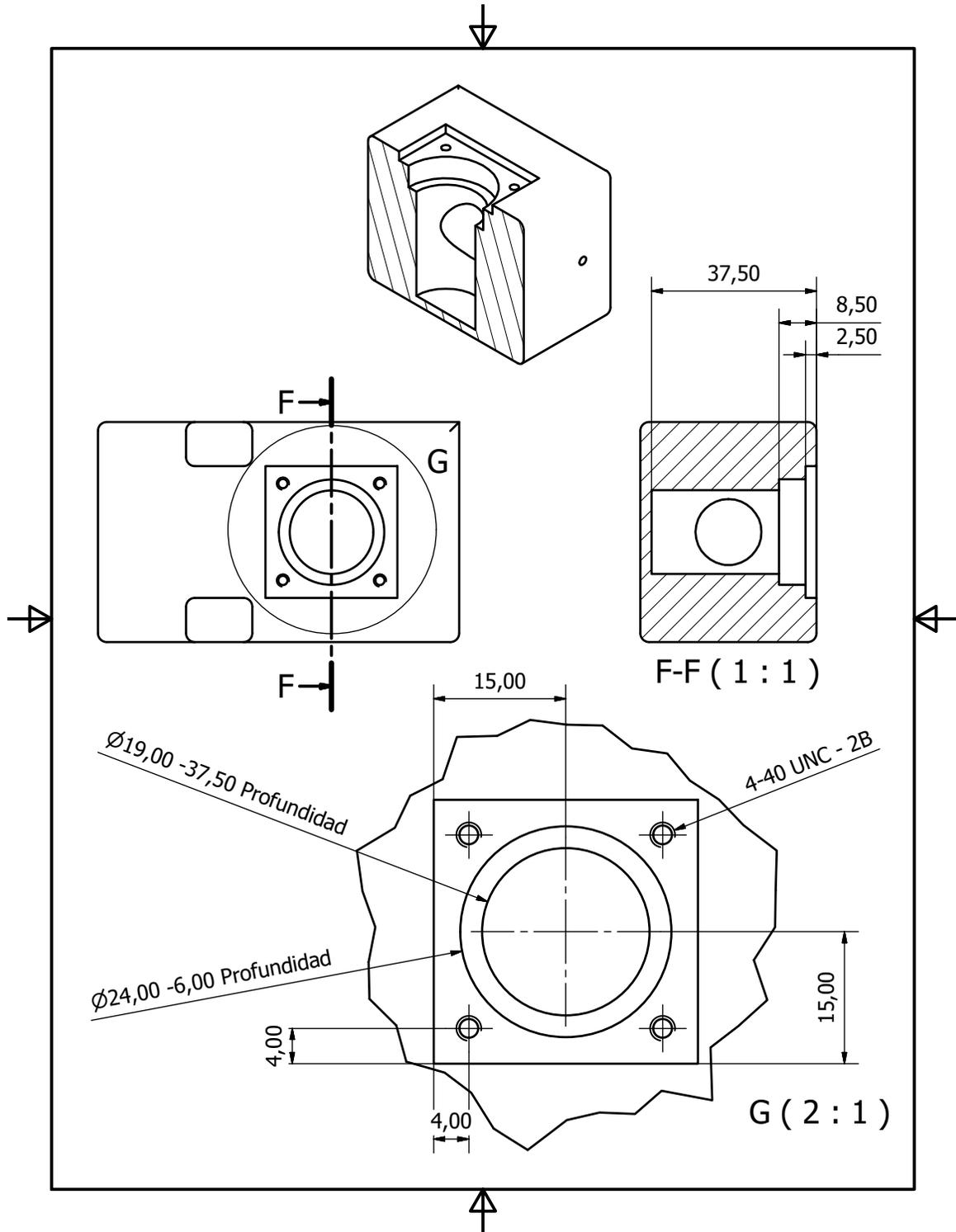


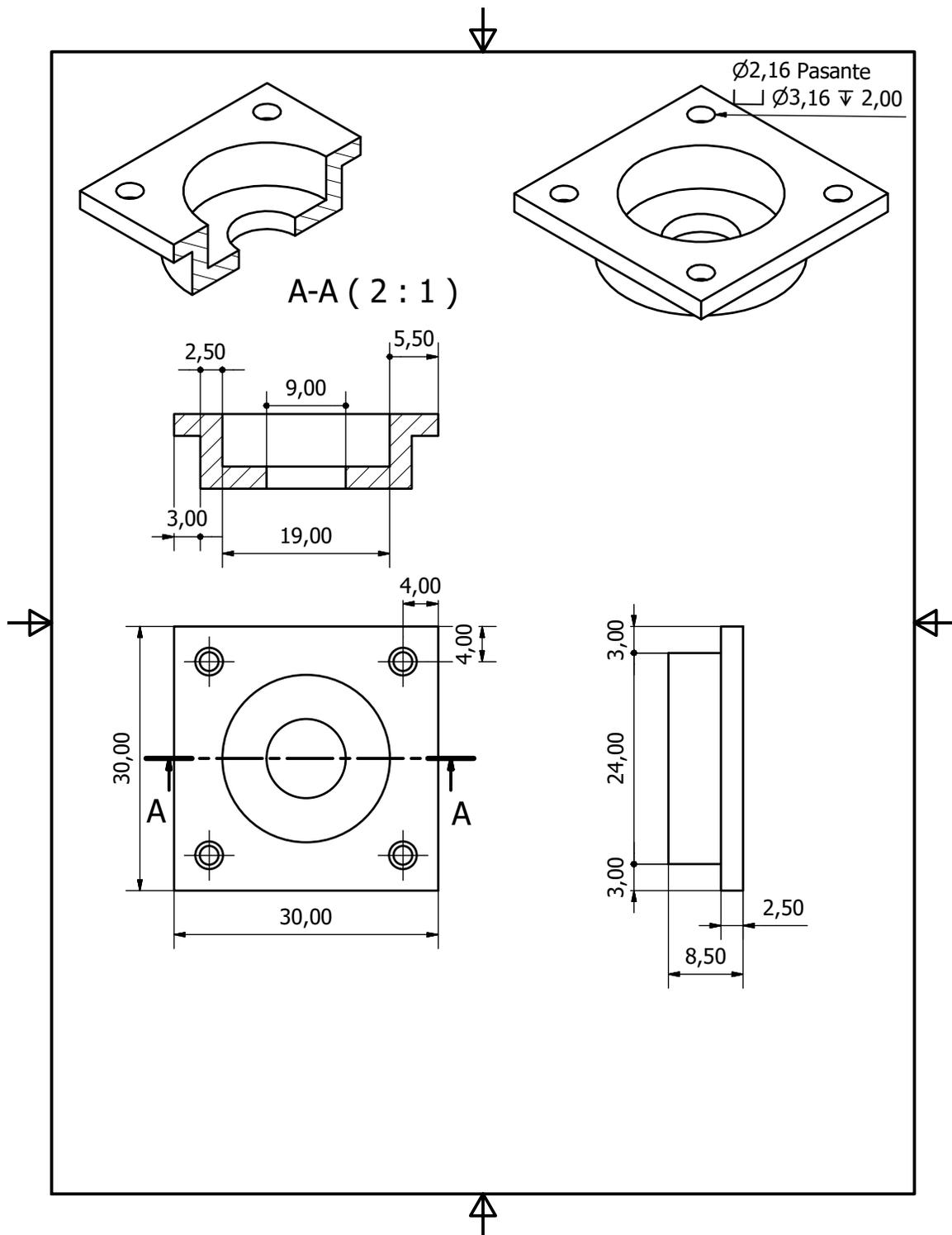
A.2. Configuración cat-eye

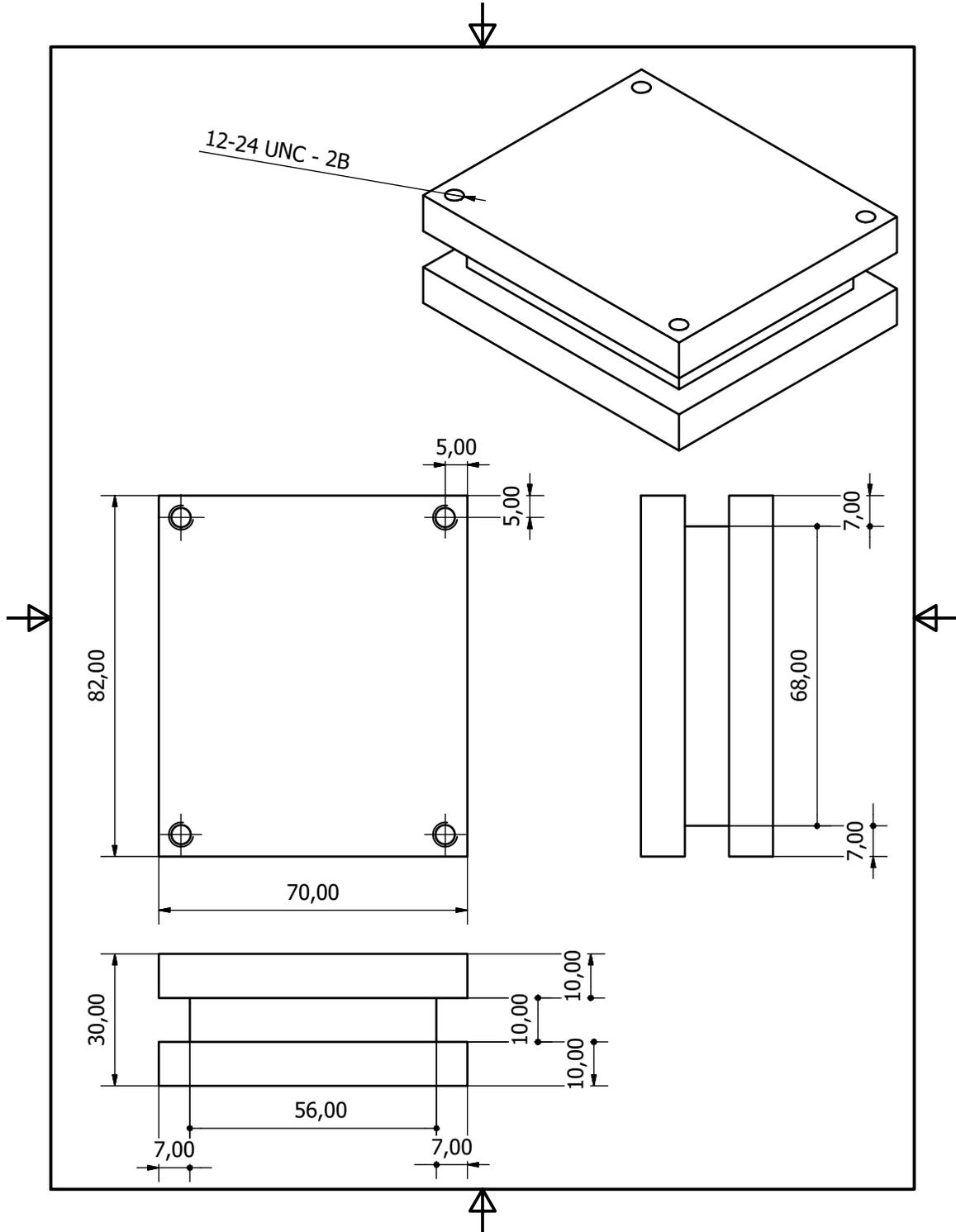


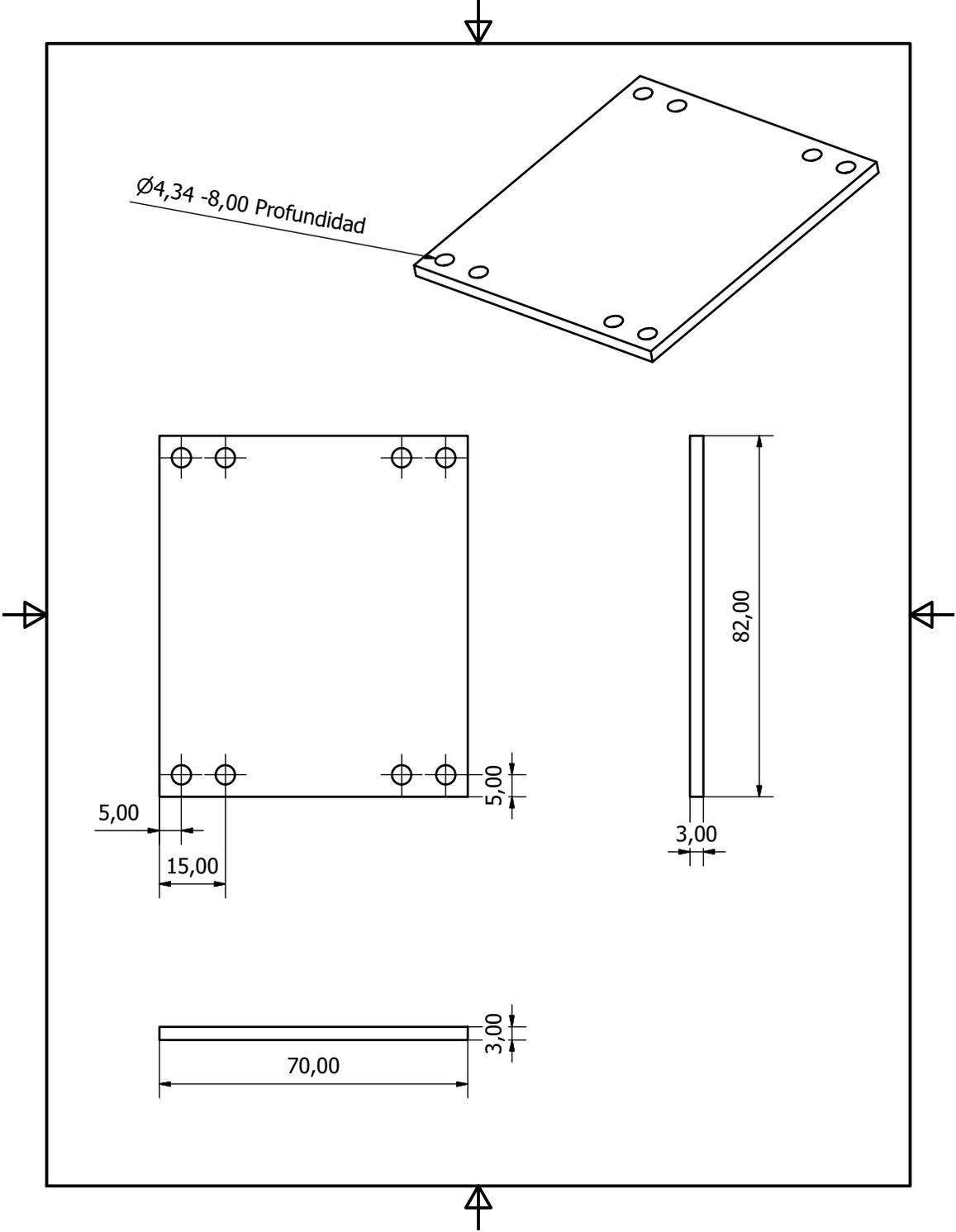


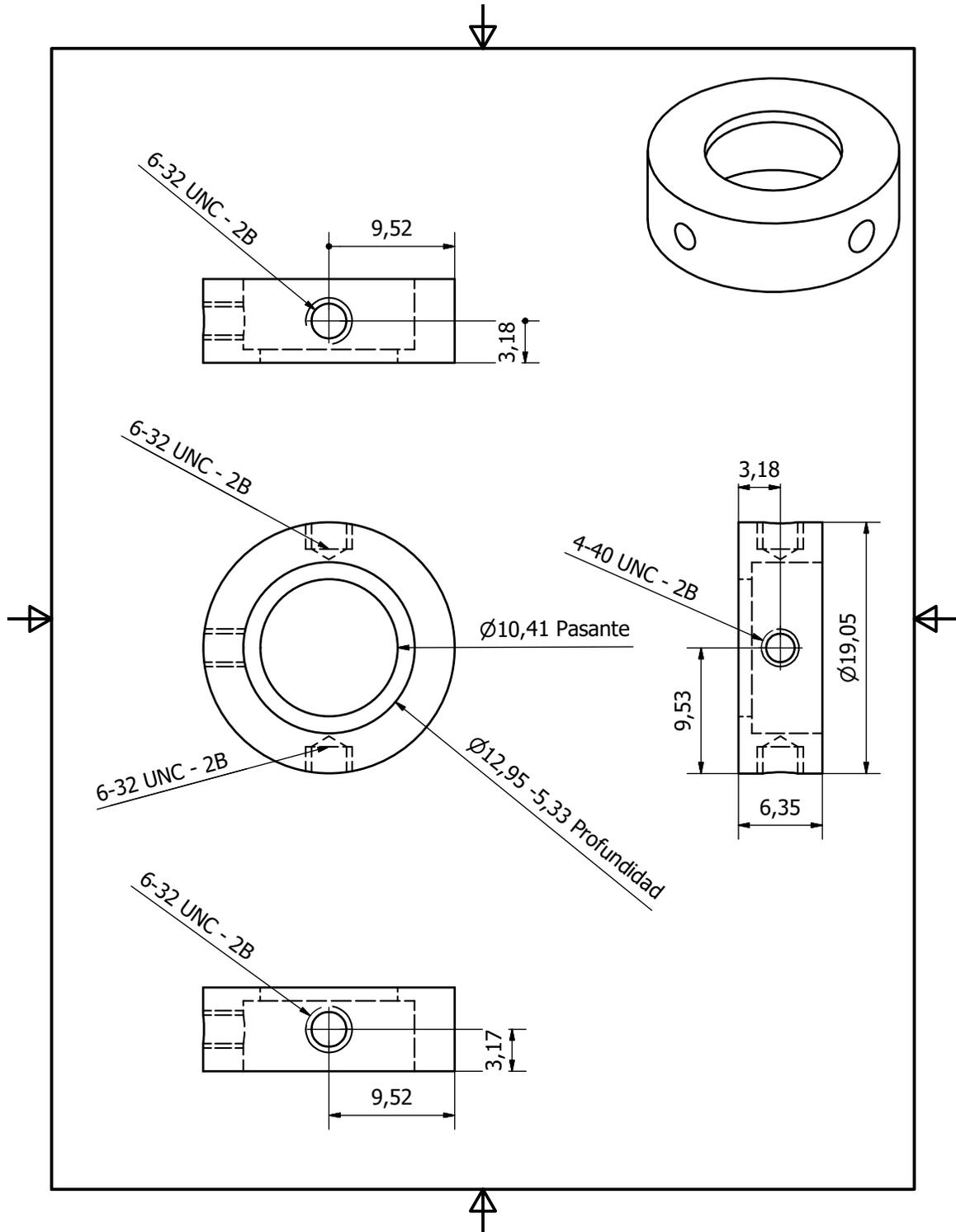


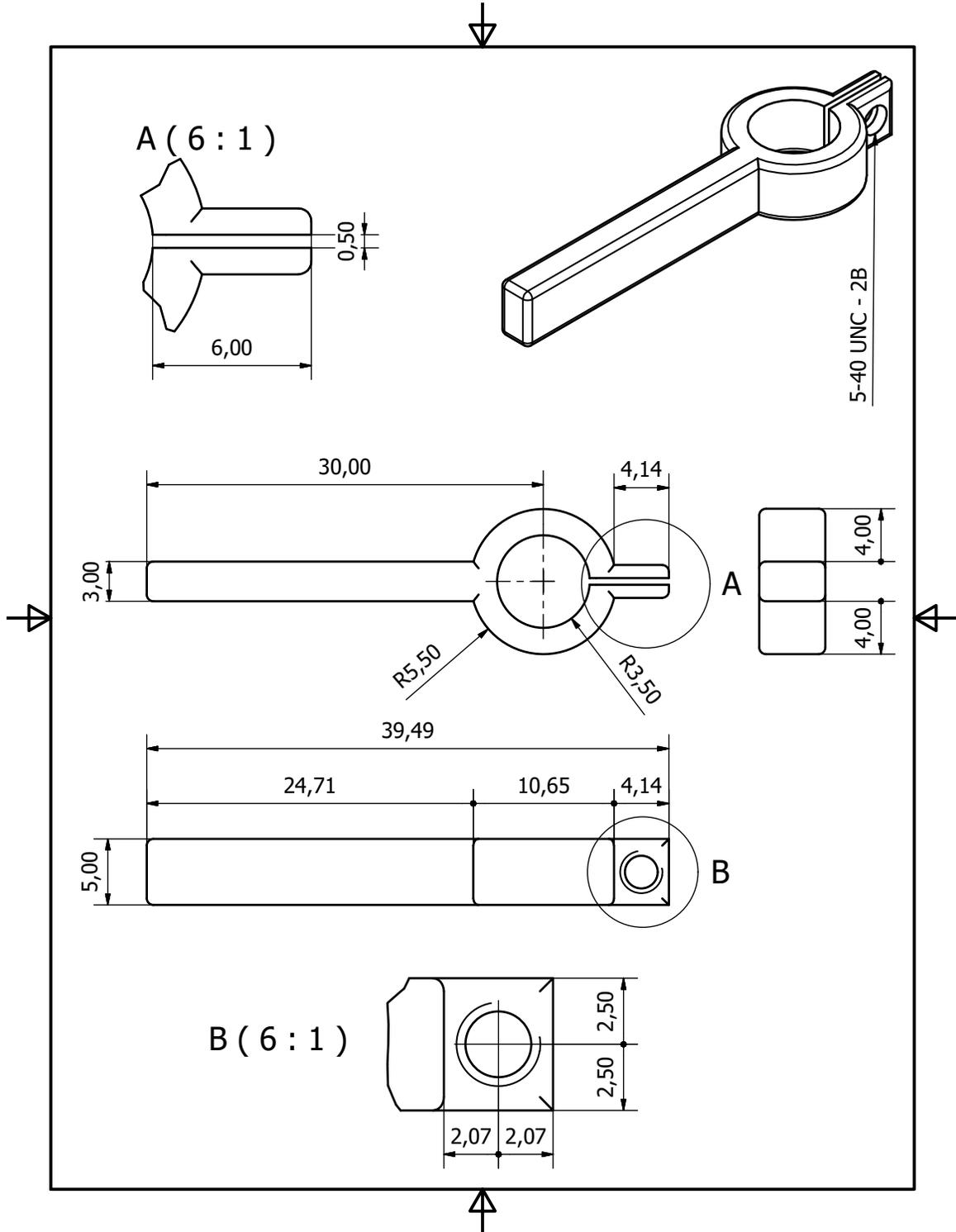












Apéndice B

Lista de piezas para la cavidad externa cat-eye

Tabla B.1: Lista de piezas adquiridas así como las que faltan por adquirir para la construcción de la cavidad extendida en configuración cat-eye.

Pieza	No. parte	Proveedor	Cantidad	Estado
Lente colimadora con tubo	A110TM-B	Thorlabs	1	Adquirida
Filtro dieléctrico	LL01-780-12.5	Semrock	1	Adquirido
Lente colimadora con tubo	A280TM-B	Thorlabs	2	Adquirida
Peltier	RC12-4L	Marlow Industries Inc.	1	Adquirido
Rodamiento	GIM 308-ZZ	Samper	2	Adquirido
Piezoeléctrico	NAC2123	Noliac	1	Falta
Espejo semireflejante	H-K9L Mirror	Casix	1	Falta
Tornillo micrométrico	AJS254-0.5H-NL-6	Newport	2	Falta

Apéndice C

Especificaciones diodos

C.1. Diodo 780



HL7851G

GaAlAs Laser Diode

ODE-208-062A (Z)

Rev.1

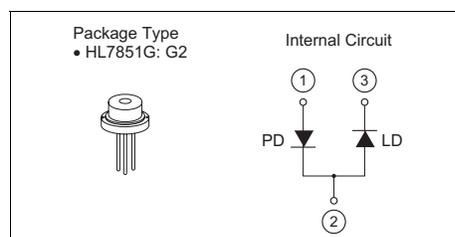
Dec. 04, 2006

Description

The HL7851G is a high-power 0.78 μm band GaAlAs laser diode with a multi-quantum well (MQW) structure. It is suitable as a light source for optical disk memories, levelers and various other types of optical equipment. Hermetic sealing of the package assures high reliability.

Features

- Visible light output: $\lambda_p = 785 \text{ nm Typ}$
- Small beam ellipticity: 9.5:23
- High output power: 50 mW (CW)
- Built-in monitor photodiode



Absolute Maximum Ratings

($T_C = 25^\circ\text{C}$)

Item	Symbol	Ratings	Unit
Optical output power	P_O	50	mW
Pulse optical output power	$P_{O(\text{pulse})}$	60 *	mW
LD reverse voltage	$V_{R(\text{LD})}$	2	V
PD reverse voltage	$V_{R(\text{PD})}$	30	V
Operating temperature	T_{opr}	-10 to +60	$^\circ\text{C}$
Storage temperature	T_{stg}	-40 to +85	$^\circ\text{C}$

Note: Maximum 50% duty cycle, maximum 1 μs pulse width.

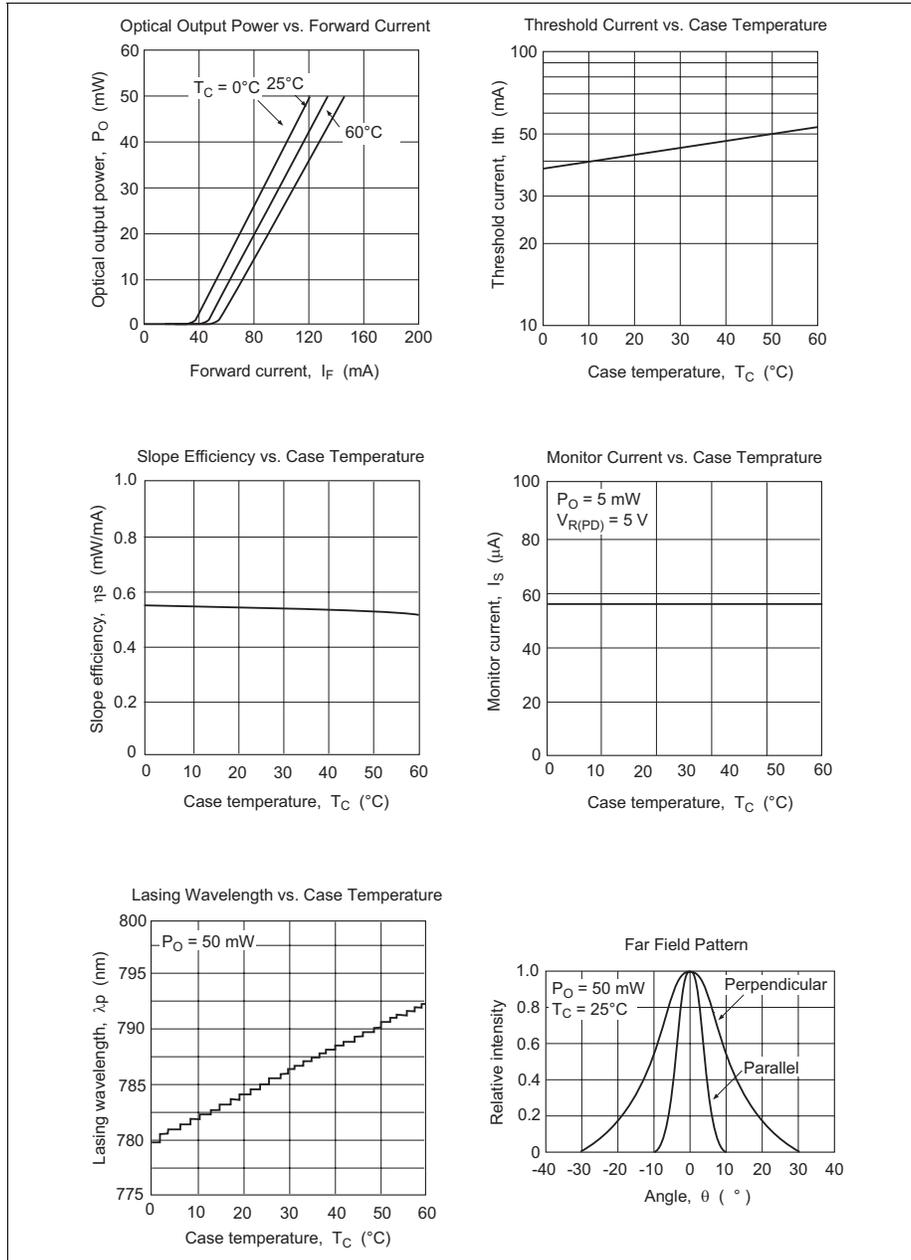
Optical and Electrical Characteristics

($T_C = 25^\circ\text{C}$)

Item	Symbol	Min	Typ	Max	Unit	Test Conditions
Threshold current	I_{th}	—	45	70	mA	
Slope efficiency	η_s	0.35	0.55	0.7	mW/mA	$40 \text{ (mW)} / (I_{(45\text{mW})} - I_{(5\text{mW})})$
LD Operating current	I_{OP}	—	135	165	mA	$P_O = 50 \text{ mW}$
LD Operating voltage	V_{OP}	—	2.3	2.7	V	$P_O = 50 \text{ mW}$
Lasing wavelength	λ_p	775	785	795	nm	$P_O = 50 \text{ mW}$
Beam divergence (parallel)	$\theta_{//}$	8	9.5	12	$^\circ$	$P_O = 50 \text{ mW}$, FWHM
Beam divergence (perpendicular)	θ_{\perp}	18	23	28	$^\circ$	$P_O = 50 \text{ mW}$, FWHM
Monitor current	I_s	30	45	150	μA	$P_O = 5 \text{ mW}$, $V_{R(\text{PD})} = 5 \text{ V}$
Astigmatism	A_s	—	5	—	μm	$P_O = 5 \text{ mW}$, $NA = 0.4$

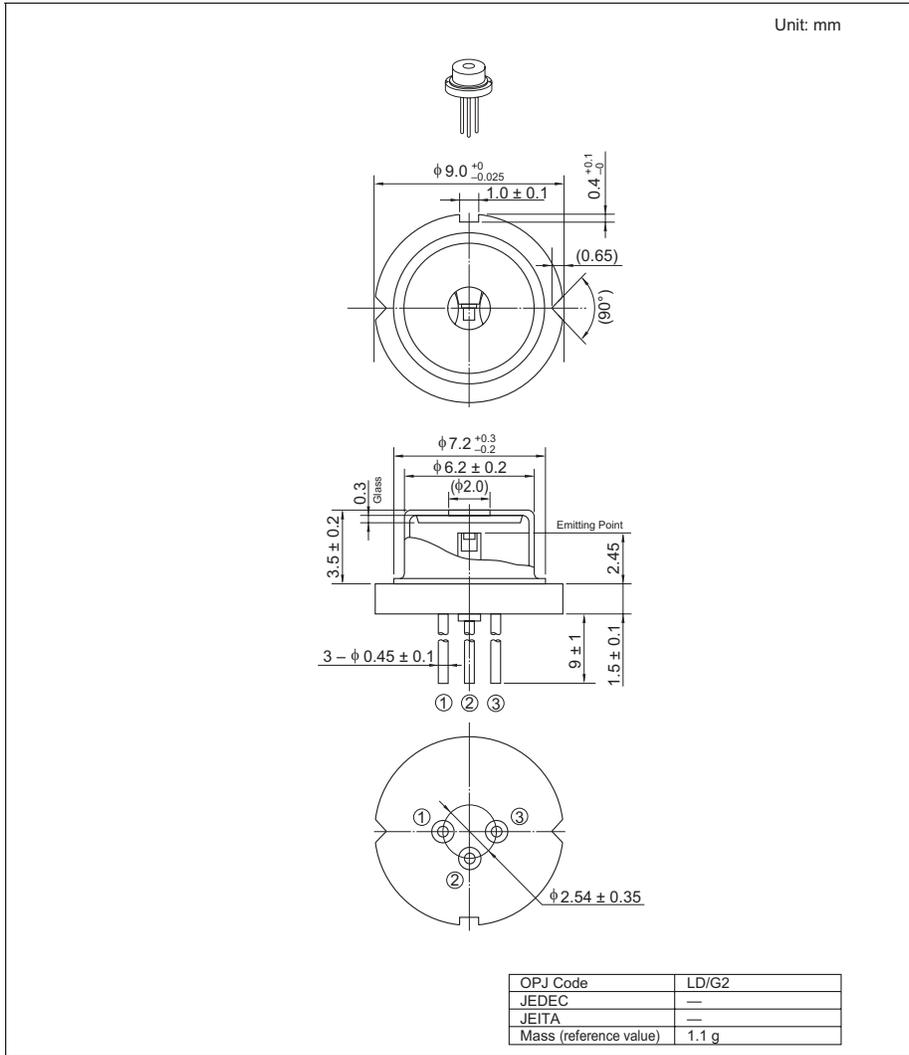
HL7851G

Typical Characteristic Curves



HL7851G

Package Dimensions



HL7851G**Cautions**

1. Opnext Japan, Inc. (OPJ) neither warrants nor grants licenses of any our rights or any third party's patent, copyright, trademark, or other intellectual property rights for information contained in this document. OPJ bears no responsibility for problems that may arise with third party's rights, including intellectual property rights, in connection with use of the information contained in this document.
2. Products and product specifications may be subject to change without notice. Confirm that you have received the latest product standards or specifications before final design, purchase or use.
3. OPJ makes every attempt to ensure that its products are of high quality and reliability. However, contact our sales office before using the product in an application that demands especially high quality and reliability or where its failure or malfunction may directly threaten human life or cause risk of bodily injury, such as aerospace, aeronautics, nuclear power, combustion control, transportation, traffic, safety equipment or medical equipment for life support.
4. Design your application so that the product is used within the ranges guaranteed by OPJ particularly for maximum rating, operating supply voltage range, heat radiation characteristics, installation conditions and other characteristics. OPJ bears no responsibility for failure or damage when used beyond the guaranteed ranges. Even within the guaranteed ranges, consider normally foreseeable failure rates or failure modes in semiconductor devices and employ systemic measures such as fail-safes, so that the equipment incorporating OPJ product does not cause bodily injury, fire or other consequential damage due to operation of the OPJ product.
5. This product is not designed to be radiation resistant.
6. No one is permitted to reproduce or duplicate, in any form, the whole or part of this document without written approval from OPJ.
7. Contact our sales office for any questions regarding this document or OPJ products.

1. The laser light is harmful to human body especially to eye no matter what directly or indirectly. The laser beam shall be observed or adjusted through infrared camera or equivalent.
2. This product contains gallium arsenide (GaAs), which may seriously endanger your health even at very low doses. Please avoid treatment which may create GaAs powder or gas, such as disassembly or performing chemical experiments, when you handle the product.
When disposing of the product, please follow the laws of your country and separate it from other waste such as industrial waste and household garbage.
3. Definition of items shown in this CAS is in accordance with that shown in Opto Device Databook issued by OPJ unless otherwise specified.

Sales Offices

Powered by **HITACHI****Device Business Unit Opnext Japan, Inc.**Takagi Bldg., 3F, 1-3-9, Iwamoto-cho, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0032 Japan
Tel: (03) 3865-5591

For the detail of Opnext, Inc., see the following homepage:

Japan (Japanese) <http://www.opnext.com/jp/products/>
Other area (English) <http://www.opnext.com/products/>©2007 Opnext Japan, Inc., All rights reserved. Printed in Japan.
Colophon 2.0

C.2. Diodo 1310

THORLABS
INC
435 Route 206 • P.O. Box 366
Newton, NJ 07860-0366

SALES 973-579-7227
FAX 973-300-3600

ML725B8F MITSUBISHI LASER DIODES

DESCRIPTION

ML725B8F is a AlGaAs laser diode which provides a stable, single transverse mode oscillation with emission wavelength of 1310nm and standard continuous light output of 10mW.

ML725B8F is a hermetically sealed device having the photodiode for optical output monitoring.

FEATURES

- Low threshold and operating current
- Built-in monitor photodiode
- MQW* active layer
- High reliability, long operating life
- *Multiple Quantum Well

APPLICATION

Laser beam printing, digital copy

ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS

Symbol	Parameter	Conditions	Ratings	Unit
Po	Light output power	-	10	mW
VRL	Reverse voltage (Laser Diode)	-	2	V
VRD	Reverse voltage (Photodiode)	-	20	V
IFD	Forward current (Photodiode)	-	2	mA
Tc	Case temperature	-	-40~+85	°C
Tstg	Storage temperature	-	-40~+100	°C

ELECTRICAL/OPTICAL CHARACTERISTICS (Tc=25°C)

Symbol	Parameter	Test Conditions	Limits			Unit
			Min.	Typ.	Max.	
Ith	Threshold current	CW	-	5	15	mA
Iop	Operating current	CW, Po=5mW	-	20	35	mA
Vop	Operating voltage	CW, Po=5mW	-	1.1	1.5	V
η	Slope efficiency	CW, Po=5mW	0.3	0.5	-	mW/mA
λ_c	Center wavelength	CW, Po=5mW	1290	1310	1330	nm
$\theta_{//}$	Beam divergence angle (parallel)	CW, Po=5mW	-	25	-	deg.
θ_{\perp}	Beam divergence angle (perpendicular)	CW, Po=5mW	-	30	-	deg.
Im	Monitoring output current (Photodiode)	CW, Po=5mW, VRD=1V	0.1	0.5	-	mA
ID	Dark current (Photodiode)	VRD=10V	-	0.01	0.1	μ A
Ct	Capacitance (Photodiode)	VRD=10V, f=1MHz	-	10	20	pF

TYPICAL CHARACTERISTICS

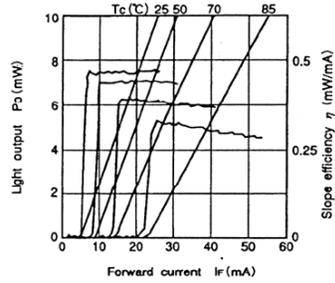


Fig.1 Light output vs. forward current

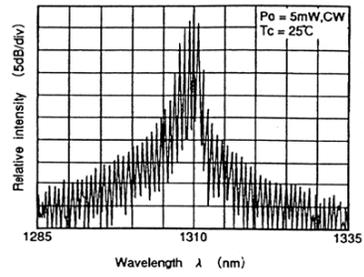


Fig.52 Spectrum

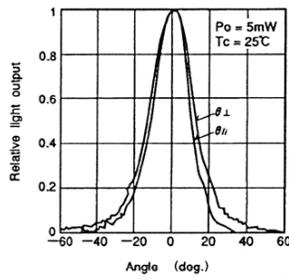
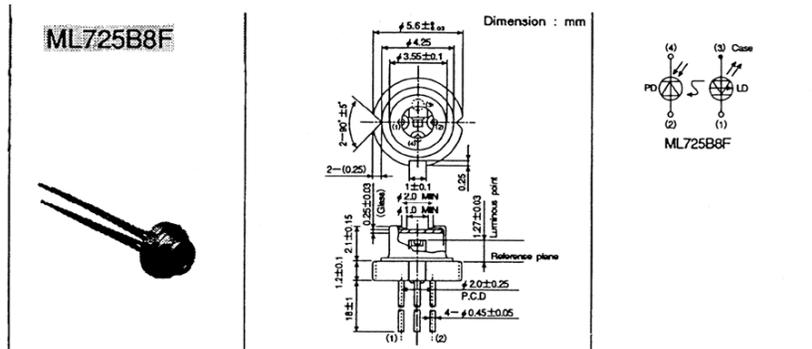
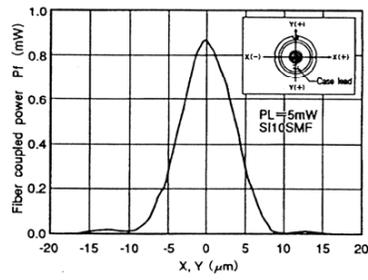


Fig.3 Far field pattern



Apéndice D

Conexiones para los diodos

D.1. Configuración del Lightwave

CHAPTER 2 OPERATIONS Connecting to the Laser Controller

anode, chassis ground, interlock, and laser forward voltage. The pin-out diagram for this connector is shown in Figure 2.5.

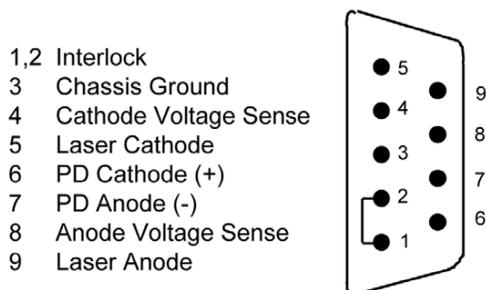


Figure 2.5 Back Panel LD Connector

Interlock Connections

In order for the laser output to be enabled, a short must exist between the Interlock pins (pins 1 and 2) of the connector. The short can be a direct short across the pins or a switch to prevent laser operation until the switch is closed. If a short does not exist between these two pins and you attempt to turn on the LAS output, an error (E501) will be indicated on the display for the respective channel, on any of the Laser set up pages, or on the status screen; furthermore, the output will be turned off.

CAUTION

The interlock terminals on the LASER connector, pins 1 and 2, must be kept isolated from all other connections including earth ground.

Four-Wire Voltage Sense

The LDC-3916370 Series Modules have a 4-wire voltage sense feature. The laser voltage is sensed through a pair of connections (pins 4 and 8) that is separate from the laser current drive connections (pins 5 and 9). This allows a more accurate laser voltage reading for the voltage limit feature. All four of these pins (4,5,8,9) must be connected for the module to operate. See Tech Note #TN3916-2 for more information on 4-wire Voltage Sense.

CHAPTER 2 OPERATIONS
Connecting to the TEC Controller

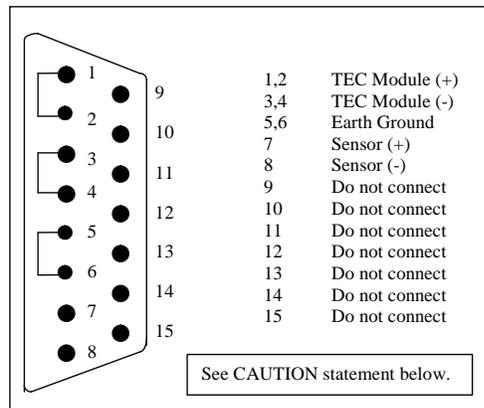
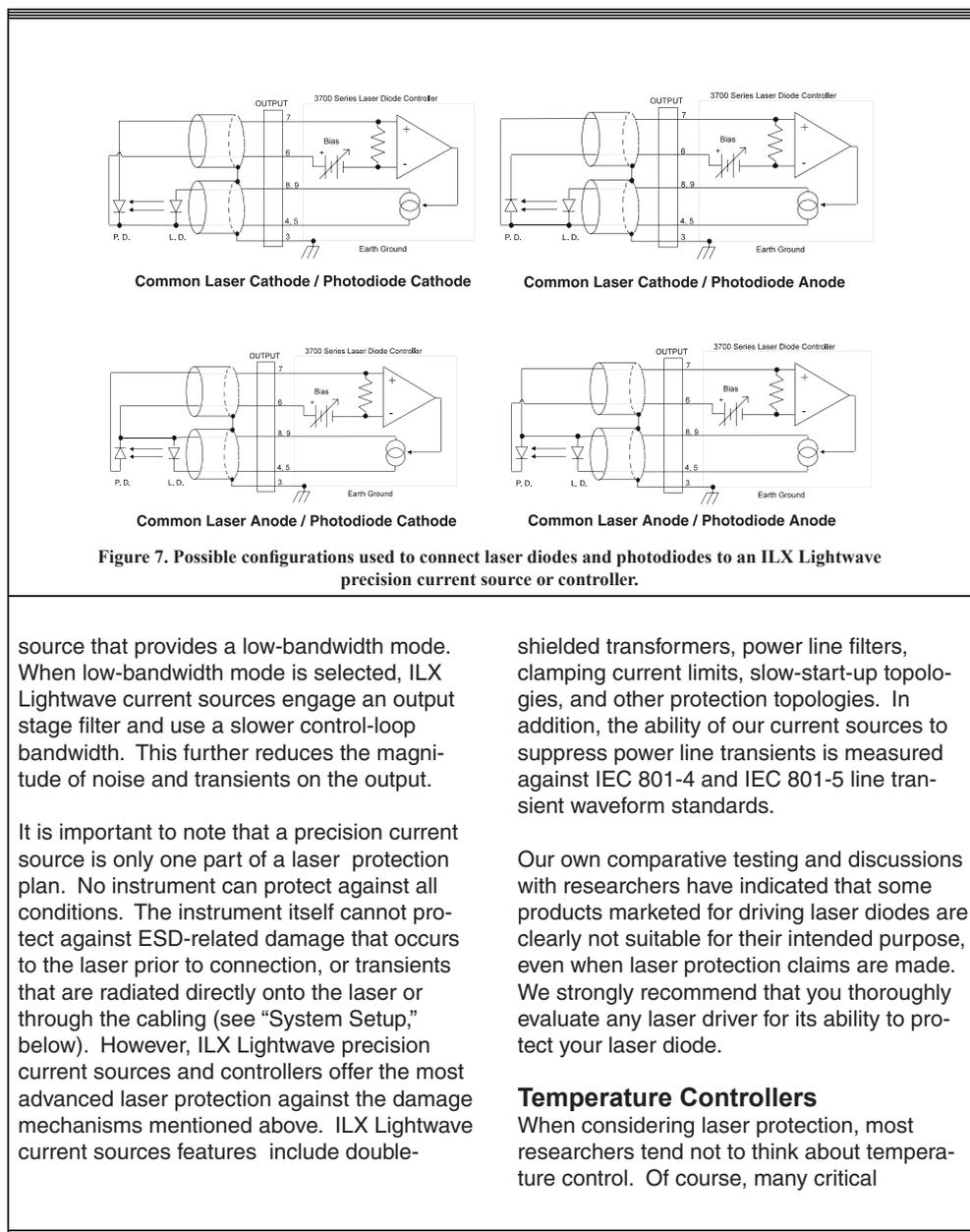


Figure 2.6 Rear Panel TEC Connector

Current will flow from pins 1 and 2 to pins 3 and 4 when the controller is trying to cool the load. This is referred to as "positive" current. Current will flow in the opposite direction when the controller is trying to heat the load. Pins 5 and 6 are connected to the 3916 chassis, which is connected to earth ground through the power cord. Thermistor sensor current (10 or 100 A) flows from pin 7 to pin 8, which develops a voltage for calculating thermistor resistance. Pins 9-15 are reserved by ILX Lightwave for diagnostics purposes and must not be connected to anything in your system.

D.2. Posibles configuraciones de PIN



Bibliografía

- [1] J. Ahn, C. Rangan, D. N. Hutchinson, and P. H. Bucksbaum. Quantum-state information retrieval in a rydberg-atom data register. *Phys. Rev. A*, 66:022312, Aug 2002.
- [2] T.F. Gallagher. *Rydberg Atoms*. Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics. Cambridge University Press, 1994.
- [3] Tony E. Lee, H. Häffner, and M. C. Cross. Collective quantum jumps of rydberg atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 108:023602, Jan 2012.
- [4] D. Paredes-Barato and C. S. Adams. All-optical quantum information processing using rydberg gates. *Phys. Rev. Lett.*, 112:040501, Jan 2014.
- [5] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer. Quantum information with rydberg atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 82:2313–2363, Aug 2010.
- [6] Oscar López Hernández. *Espectroscopía de la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ por decaimiento del estado $6p$ en rb atómico (Tesis que para obtener el título de Licenciatura en Física)*. 2015. Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México.
- [7] Daniel J. Thompson and Robert E. Scholten. Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using wide bandwidth filter. *Review of Scientific Instruments*, 83(2), 2012.
- [8] Daniel A. Steck. Rubidium 85 d line data. available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.6, 20 September 2013).
- [9] Daniel A. Steck. Rubidium 87 d line data. available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.5, 13 January 2015).

-
- [10] D. Sheng, A. Pérez Galván, and L. A. Orozco. Lifetime measurements of the $5d$ states of rubidium. *Phys. Rev. A*, 78:062506, Dec 2008.
- [11] Jongseok Lim, Han-gyeol Lee, and Jaewook Ahn. Review of cold rydberg atoms and their applications. *Journal of the Korean Physical Society*, 63(4):867–876, 2013.
- [12] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté, and M. D. Lukin. Fast quantum gates for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 85:2208–2211, Sep 2000.
- [13] J. Ahn, T. C. Weinacht, and P. H. Bucksbaum. Information storage and retrieval through quantum phase. *Science*, 287(5452):463–465, 2000.
- [14] J. Ahn, D. N. Hutchinson, C. Rangan, and P. H. Bucksbaum. Quantum phase retrieval of a rydberg wave packet using a half-cycle pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1179–1182, Feb 2001.
- [15] Oscar Gerardo Lazo Arjona. Estudio experimental y teórico de la transición de dos fotones $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{1/2} \rightarrow 5d_{5/2}$ en átomos fríos de rubidio. Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, 2016.
- [16] U. Fano. Quantum defect theory of l uncoupling in h_2 as an example of channel-interaction treatment. *Phys. Rev. A*, 2:353–365, Aug 1970.
- [17] U. Fano. Erratum: Quantum defect theory of l uncoupling in h_2 as an example of channel-interaction treatment. *Phys. Rev. A*, 15:817–817, Feb 1977.
- [18] W.T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press, 2008.
- [19] F. Nez, F. Biraben, R. Felder, and Y. Millerioux. Optical frequency determination of the hyperfine components of the $5s_{1/2}$ - $5d_{3/2}$ two-photon transitions in rubidium. *Optics Communications*, 102(5):432 – 438, 1993.
- [20] Wenhui Li, I. Mourachko, M. W. Noel, and T. F. Gallagher. Millimeter-wave spectroscopy of cold rb rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns , np , and nd series. *Phys. Rev. A*, 67:052502, May 2003.
- [21] Jianing Han, Yasir Jamil, D. V. L. Norum, Paul J. Tanner, and T. F. Gallagher. Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold ^{85}Rb rydberg atoms. *Phys. Rev. A*, 74:054502, Nov 2006.

- [22] D.C. O'Shea, W.R. Callen, and W.T. Rhodes. *Introduction to Lasers and Their Applications*. Addison-Wesley series in physics. Addison-Wesley Publishing Company, 1977.
- [23] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Springer US, 2010.
- [24] Peter W. Milonni and Joseph H. Eberly. *Lasers*. John Wiley & Sons, Inc., 1988.
- [25] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 2da edition, 2007.
- [26] M. Csele. *Fundamentals of Light Sources and Lasers*. Wiley, 2011.
- [27] Einstein Albert. "zur quantentheorie der strahlung [on the quantum theory of radiation]. 1917.
- [28] W. Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons: An Introduction to Atomic-, Molecular- and Quantum-physics ; with 43 Tables*. Advanced texts in physics. Springer, 2006.
- [29] Eugene Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 4ta edition, 2002.
- [30] P. H. Lissberger. Properties of all-dielectric interference filters. i. a new method of calculation. *J. Opt. Soc. Am.*, 49(2):121–125, Feb 1959.
- [31] P. H. Lissberger and W. L. Wilcock. Properties of all-dielectric interference filters. ii. filters in parallel beams of light incident obliquely and in convergent beams. *J. Opt. Soc. Am.*, 49(2):126–130, Feb 1959.
- [32] Eryn C. Cook, Paul J. Martin, Tobias L. Brown-Heft, Jeffrey C. Garman, and Daniel A. Steck. High passive-stability diode-laser design for use in atomic-physics experiments. *Review of Scientific Instruments*, 83(4), 2012.
- [33] K. C. Harvey and C. J. Myatt. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Opt. Lett.*, 16(12):910–912, Jun 1991.
- [34] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T.W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications*, 117(5–6):541 – 549, 1995.

- [35] A. S. Arnold, J. S. Wilson, and M. G. Boshier. A simple extended-cavity diode laser. *Review of Scientific Instruments*, 69(3):1236–1239, 1998.
- [36] José Eduardo Navarro Navarrete. *Diseño, construcción y caracterización de un láser de diodo de cavidad extendida de 1049 nm para producir estados de rydberg en átomos de rubidio*. 2016. Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México.
- [37] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2):609 – 613, 2006.
- [38] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer. Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms. *Optics Communications*, 280(2):443 – 447, 2007.
- [39] ILX Lightwave. Application note # 3 protecting your laser diode. https://www.newport.com/medias/sys_master/images/images/hc0/h01/8797049454622/AN03Protecting-Your-Laser-Diode.pdf.
- [40] ILX Lightwave. *User's Guide: Laser Controller Modules LDC-3916970 Series*. ILX Lightwave, Photonic Test & Measurement Instrumentation.
- [41] Santiago Hernández Gómez. *Sistema para producir estados de Rydberg en rubidio atómico a temperatura ambiente con tres fotones (Tesis que para obtener el título de Licenciatura en Física)*. 2014. Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México.