



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

CONSTRUCCIÓN Y MODULACIÓN DE UN LÁSER  
ESCLAVO PARA EXPERIMENTOS CON RUBIDIO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

IRVIN FERMÍN ANGELES AGUILLÓN

TUTOR

DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ



Ciudad Universitaria, Cd.Mx., 2018



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.

# Agradecimientos

Agradezco a mis padres, Lily y Fermín. Primero por darme la vida, por educarme y mostrarme el camino correcto pese a los obstáculos. Por estar conmigo en las malas y en las peores, y apoyarme en cada etapa que juntos hemos vivido. Nada de esto hubiera sido posible sin ellos. A mi hermana Avril, por siempre estar ahí para mí. Por el cariño, sincero apoyo y por ser la niña de 14 años más madura que he conocido.

Al resto de mi familia que me ha visto crecer y ha estado siempre cerca de mí: A mis abuelos Julia y Jorge, por quererme como su hijo y por siempre, a pesar de la distancia, mostrarme su cariño y comprensión. También agradezco a mis abuelos Trinidad y Ernesto, por ayudar en la crianza de ese pequeño niño, sobre todo agradezco a mi abuelo, de quien creo que heredé la curiosidad que muchas veces me mueve. Agradezco a mis tíos y primos, para quien esta sección quedaría muy corta si les agradeciera individualmente, sin embargo su ayuda, comprensión y cariño es tan importante como las de los demás: David, Tere, Jorge; Tere, Bárbara, Alma, Ernesto, Enrique y todos los que me faltaron. Gracias de verdad.

Al Dr. Daniel Sahagún por aceptarme como colaborador en el laboratorio y darme la oportunidad de aprender. Por ser paciente siempre conmigo en tiempos de adversidad, por estar dispuesto a guiar y a enseñar cuando hace falta.

A la Dra. Yaneth Torres por ser una valiosa guía en el laboratorio. Por tener la virtud de escuchar y la paciencia de compartir su conocimiento para el que lo necesitara. Sin ella, el laboratorio en este momento sería muy diferente.

Al M. en C. Rodrigo Guterrez. Por siempre tener la paciencia de explicarnos a los ignorantes, y por ser la chispa que encendió en mí el gusto por la electrónica que ahora tengo. Sin su ayuda, probablemente este trabajo aún no estaría terminado. Agradezco también a todo el laboratorio de electrónica del Instituto de Física por alojarme durante buena parte de la elaboración de este trabajo.

Al Dr. Jorge Seman, a Jackson y los ultrafríos. Por esas amenas pláticas a la hora de la comida, por ser siempre accesibles conmigo y por estar siempre dispuestos a ayudar con una sonrisa.

A la facultad de ciencias de la UNAM, por alojarme durante todos estos años a todos mis profesores, que fueron ejemplares guías durante mi formación y que me mostraron las bases de este singular arte que es hacer ciencia.

A mis compañeros del laboratorio, Jorge, Luis, Adrián, ambos Diegos e Yves, por su apoyo y ayuda durante todo el tiempo que los conozco. Por siempre estar dispuestos a discutir los problemas que se presentan cotidianamente.

A mi amigo de mil batallas, Fernando, con quién he ido creciendo a lo largo de los años. Gracias por ser siempre un sólido apoyo para mí y por estar dispuesto a escuchar aún en los malos tiempos.

A Carlos, mi eterno compañero de carrera. Con quien desde que entré a la facultad me ofreció su sincera amistad y apoyo. Gracias por siempre estar ahí para mí, y por esos incontables corajes deportivos de los domingos. Aunque te hayas pasado al lado oscuro, siempre tendrás mi amistad y cariño.

Por último, agradezco a los proyectos de investigación: PAPIIT con clave IA103216, IN108018 y CONACyT 153190 que hicieron posible este trabajo.

# Resumen

En este trabajo presento la construcción de un láser esclavo para experimentos con rubidio cuya frecuencia se modula usando un circuito de microondas que se realizó en el Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México.

La primera parte consta de explicar algunos puntos importantes de la teoría necesaria del experimento, como son el funcionamiento de un láser de diodo y la modulación de la corriente en un diodo láser que genera bandas laterales en su espectro de frecuencias. Después describo la parte experimental: la construcción de un láser esclavo, de un arreglo óptico para hacer una inyección láser y de un circuito de microondas para lograr dicha modulación.

Al final presento los resultados de la modulación. Muestro las alturas de las bandas laterales relativas a la frecuencia central para distintas frecuencias, así como los índices de modulación asociados a estas. Logramos una altura máxima del primer orden de las bandas laterales de 82 % respecto a la frecuencia central y 12 % para el segundo orden, que corresponde a un índice de modulación de  $\beta = 1.36$ , para 6.8 GHz.

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Estructura atómica del Rubidio</b>	<b>4</b>
<b>3. Teoría de inyección y modulación láser</b>	<b>9</b>
3.1. Diodos láser . . . . .	9
3.2. Inyección láser . . . . .	11
3.3. Teoría de modulación . . . . .	14
<b>4. Construcción experimental</b>	<b>17</b>
4.1. Montaje del láser esclavo . . . . .	17
4.2. Diseño y construcción de un arreglo óptico para inyección láser . . . . .	21
4.3. Circuito de microondas . . . . .	25
4.3.1. Sintetizador . . . . .	26
4.3.2. Mezclador de frecuencias . . . . .	28
4.3.3. Amplificador . . . . .	28
4.4. Control para el circuito de microondas . . . . .	30
<b>5. Inyección y modulación del láser esclavo</b>	<b>32</b>
5.1. Caracterización del láser esclavo . . . . .	32
5.2. Inyección láser . . . . .	35
5.3. Circuito de microondas . . . . .	37
5.4. Bandas laterales en el espectro de frecuencias . . . . .	40
<b>6. Conclusiones y perspectivas</b>	<b>44</b>
<b>A. Microondas</b>	<b>50</b>
<b>B. Diseños de montura para diodo láser.</b>	<b>55</b>
<b>C. Circuitos electrónicos</b>	<b>61</b>

<b>D. Gráficas del circuito de microondas</b>	<b>66</b>
<b>E. Documentación del diodo láser</b>	<b>68</b>
<b>F. Códigos de Arduino</b>	<b>70</b>

# Índice de figuras

2.1. Estructura hiperfina de las dos primeras transiciones dipolares del $^{85}\text{Rb}$ [1]. Están indicadas en azul un par de transiciones importantes para realizar experimentos como los mencionados en el capítulo 1. . . . .	6
2.2. Estructura hiperfina de las dos primeras transiciones dipolares del $^{87}\text{Rb}$ [1]. Están indicadas en azul un par de transiciones importantes para realizar experimentos como los mencionados en el capítulo 1. . . . .	7
3.1. Comportamiento típico de la luz que emite un diodo láser al modificar la temperatura a la que se encuentra. El comportamiento al cambiar la corriente es similar. Figura adaptada de [2] . . . . .	10
3.2. Gráfica de la ganancia del haz de inyección $\omega_1$ (en azul) y el haz en emisión libre del diodo $\omega_0$ (en rojo). Señalamos el rango de inyección en la figura. Figura adaptada de [3] [4] . . . . .	13
3.3. Ejemplos de espectros de frecuencias de la ecuación (3.12) de acuerdo a la tabla 3.1 para algunos valores de $\beta$ . . . . .	16
4.1. Montura diseñada para colocar un diodo láser, sostener una lente que colime la luz que emite y un termistor para monitorear su temperatura. La placa enfriadora fue montada en contacto con una celda peltier, para el control de temperatura. . . . .	18
4.2. Vista trasera de la montura principal con el conector SMA y el diodo láser colocados. En la figura se indica el lugar de la soldadura de la terminal que lleva la señal en el SMA con el ánodo del diodo láser. . . . .	19
4.3. Ensamble final de nuestro láser esclavo. . . . .	20
4.4. Diagrama de conexiones entre el controlador, la salida del circuito de microondas y el diodo láser. . . . .	21
4.5. Arreglo óptico utilizado para la inyección láser. . . . .	22
4.6. Diagrama de la inyección láser usando un aislador óptico. En azul tenemos la luz que sale del diodo láser, en verde el haz inyectado y en rojo la luz reflejada por elementos ópticos delante del aislador. . . . .	23
4.7. Diagrama de bloques del circuito de microondas. . . . .	25



4.8. Diagrama de bloques del funcionamiento de un sintetizador de frecuencias con un circuito PLL. En el diagrama se indican la frecuencia de las señales en distintas etapas. . . . .	26
4.9. Interfaz del programa proporcionado por la compañía Luff Research para cambiar la frecuencia de la señal de microondas que emite el sintetizador. . . . .	27
4.10. Respuesta real y respuesta ideal típica de un amplificador de microondas. Se encuentra indicado el punto P1dB. Figura adaptada de [5]. . . . .	29
4.11. Diagrama del control utilizado para el circuito de microondas. . . . .	30
4.12. Montaje final del circuito de Microondas. Atornillamos cada módulo a una placa de cobre de 30 cm por 20 cm. A su vez, la placa de cobre fue atornillada a la pared de un mueble sobre la mesa óptica. . . . .	31
5.1. Potencia de salida de la luz del láser esclavo respecto a la corriente aplicada. La temperatura del diodo durante estas medidas fue de 19.00°C. . . . .	33
5.2. Longitud de onda de la luz emitida por el láser esclavo respecto a su corriente aplicada. . . . .	34
5.3. Etapas de la inyección láser que podemos ver en la señal de la cavidad Fabry-Pérot: a) Podemos ver dos picos en el espectro que corresponden a la frecuencia del láser esclavo y del láser maestro. b) y c) al modificar los parámetros de operación acercándonos a los óptimos, el máximo correspondiente al láser maestro crece d) el pico del láser esclavo desaparece y sólo tenemos un máximo, en el lugar donde se encontraba el láser maestro. En este punto se logra la inyección. . . . .	36
5.4. Potencia de salida de la señal de microondas después del mezclador de frecuencias, para distintos valores del voltaje suministrado en el mezclador, y distintas frecuencias. . . . .	38
5.5. Potencia de salida de la señal de microondas después del amplificador, para distintos valores del voltaje suministrado en el mezclador, y distintas frecuencias. . . . .	39
5.6. Espectro de la cavidad Fabry-Pérot (izquierda) y espectro de frecuencias teórico (derecha) para tres distintos índices de modulación $\beta$ . La frecuencia de modulación fue 6.834 GHz. Dado que los espectros experimentales son asimétricos, hicimos un promedio entre los órdenes correspondientes para poder asignar un índice de modulación $\beta$ . . . . .	40
5.7. Altura relativa de bandas laterales en función del voltaje DC del mezclador de frecuencias. Muestro cómo cambia la altura de la banda positiva para frecuencias cercanas a 6.8 GHz. . . . .	42
5.8. Índice de modulación $\beta$ asignado para distintos valores de frecuencias que se pueden generar usando el circuito de microondas. . . . .	43
6.1. Diagrama de niveles de energía para experimentos de mezclado de cuatro ondas en configuración $\lambda$ . $F'$ es algún estado excitado de la línea D2 del Rubidio 87, por ejemplo $F' = 2$ para [6] [7] y $F' = 3$ para [8]. . . . .	45

A.1. Diagrama de los posibles casos cuando enviamos una señal por una de las entradas de un componente de un circuito de microondas con dos puertos. Etiquetamos cada una de las señales como $a_1$ , $a_2$ , $b_1$ y $b_2$ . . . . .	51
A.2. Panel frontal del analizador de redes Rohde & Schwarz utilizado en este trabajo. . .	53
B.1. Base construida en aluminio. Aquí montamos un diodo láser, atornillándolo a la base. Posee también una cuerda externa para atornillar el adaptador de lente B.3. . .	56
B.2. Anillo sujetador construido en aluminio. Se atornilla también a la base B.1 y su función es fijar el adaptador de la lente una vez que ésta se encuentre a la distancia focal del láser. . . . .	57
B.3. Adaptador para lente de colimación construida en aluminio. Se atornilla aquí la lente esférica marca Thorlabs, modelo C230TMD-B y después a la base B.1. . . .	58
B.4. Placa enfriadora construida en aluminio. Esta pieza está en contacto directo con el lado frío de la celda peltier (como describo en 4.1) y proporciona una interfaz entre la celda y el resto de la montura. . . . .	59
B.5. Anillo construido en teflón. Este anillo aísla la montura de espejo de la base, para que se enfríe únicamente ésta, que es donde se encuentra el diodo. . . . .	60
C.1. Diagrama del circuito electrónico impreso para transformar la comunicación serial del arduino en una señal en el estándar RS-485. . . . .	62
C.2. Diagrama del circuito electrónico impreso para el segundo arduino en el sistema de control descrito en la subsección 4.4 (4.4). . . . .	63
C.3. Circuito C.1 montado sobre un Arduino. Hicimos una caja de acrílico para contenerlo. La salida es un receptáculo para un cable tipo red RJ-45. . . . .	64
C.4. Circuito de control C.2 montado. En la figura indico las salidas correspondientes. Construimos una caja de acrílico para contener al circuito impreso, la pantalla y la perilla para el cambio de voltaje. . . . .	65
D.1. Gráficas del analizador de espectro que muestran la potencia a la salida del amplificador para distintas frecuencias. Cada gráfica corresponde a distintos valores de voltaje en la entrada IF del mezclador: a) 0 mV, b) 70 mV, c) 140 mV, d) 210 mV, e) 250 mV. . . . .	67
E.1. Documentación proporcionada por la compañía Moglabs del diodo utilizado en nuestro láser esclavo. . . . .	69
F.1. Código para la comunicación RS-485 con arduino. . . . .	71
F.2. Código para el circuito de monitoreo con arduino. . . . .	72

# Índice de tablas

- 3.1. Valores de la función de Bessel  $j_n(\beta)^2$  para algunas  $n$  y  $\beta$  que nos indican la intensidad de cada banda lateral, según su orden  $n$ . Como podemos notar, el valor de la amplitud de la frecuencia central ( $n = 0$ ) decrece a medida que aumenta el índice de modulación. También ocurre que mientras crece el índice de modulación, la amplitud de más bandas laterales serán comparables con la frecuencia central. . . 15

# Capítulo 1

## Introducción

El láser es una herramienta indispensable para experimentos de física atómica. Desde su descubrimiento [9] y su posterior desarrollo en frecuencias ópticas [10], ha contribuido a importantes avances en esta área, como lo son: la espectroscopía de precisión [11] [12] [13] y el enfriamiento láser [14] [15]. Ésta última es una técnica que fue ganadora del premio Nobel de física en 1997 [16] y ha sido utilizada en otros tres experimentos acreedores del mismo, los cuales son: condensación de Bose-Einstein en 2001 [17], desarrollo de técnicas de peines de frecuencias ópticas en 2005 [18] y manipulación de sistemas cuánticos individuales en 2012 [19].

Los átomos fríos también son la base de otros experimentos relacionados con la información cuántica, como son: memorias cuánticas [6], almacenamiento de estados cuánticos de luz en tiempos del orden de minutos [8] y generación de pares de fotones no clásicos mediante un proceso de mezclado de cuatro ondas [20] [21]. Las frecuencias usadas en el enfriamiento atómico (figuras 2.1 y 2.2 del capítulo 2) también son útiles para experimentos de mezclado de cuatro ondas en átomos calientes: generación de un haz de luz azul colimado [22], generación de pares de fotones no clásicos [23] [24] [7].

Los láseres de diodo [2] son una opción barata y sencilla de usar para generar luz con frecuencia cercana a transiciones atómicas de átomos alcalinos, debido a la simplicidad de su funcionamiento y bajo costo. Los experimentos anteriormente mencionados se pueden realizar usando láseres de diodo [25] [26] [27]. Para producir luz con las características adecuadas, nuestro láser necesita tener un sistema de filtrado de frecuencia (como una cavidad extendida [28]), además de alguna técnica espectroscópica [29] con el átomo que estudiaremos y electrónica para procesar señales y lograr un anclado de frecuencia. Lo anterior resulta ser costoso tanto en equipo como en espacio en el laboratorio, además de que los láseres con estos sistemas sólo producen decenas de mW, lo cual no es suficiente para muchos experimentos.

Para resolver este problema una de las alternativas es tener un láser maestro que produzca luz

con las características adecuadas y después amplificarla. Una opción puede ser usar un amplificador con un chip estrechado [30], que produce algunos watts de luz usando decenas de miliwatts. La desventaja principal de este método es el elevado costo que tienen estos amplificadores (alrededor de veinte mil dólares). Existe otro mecanismo, conocido como inyección láser [31] mediante el cual un segundo diodo láser, llamado *esclavo* amplifica la luz. Si bien este método no produce tanta potencia como los amplificadores sesgados (decenas de miliwatts), es mucho más barato.

En este trabajo construimos un láser esclavo, el cual inyectamos con luz previamente estabilizada a una transición atómica del rubidio, para amplificarla. Después modulamos su corriente de alimentación y generamos bandas laterales en su espectro de frecuencias, de manera que podemos excitar múltiples transiciones atómicas con un solo haz. Usaremos la luz del láser esclavo para un experimento donde produciremos luz azul coherente mediante un proceso de mezclado de cuatro ondas en átomos calientes [22].

La estructura de este trabajo es la siguiente: en el capítulo uno hablo acerca del rubidio, algunas de sus características y sus niveles hiperfinos. En el capítulo dos y tres presento una breve explicación teórica del funcionamiento de los láseres y, en particular, de los láseres de diodo. Después presento una breve parte de la teoría de inyección láser, resaltando los parámetros importantes de nuestro sistema para propiciar una inyección láser estable. También realizo una descripción matemática de una modulación de frecuencia en una onda electromagnética y cómo esta modulación modifica la forma del espectro de frecuencias que tiene la onda, creando bandas laterales que distan de la frecuencia central un valor entero igual al de la modulación.

El capítulo cuatro contiene una descripción del trabajo experimental: describo las partes de la montura construida para el láser esclavo, el arreglo óptico para la inyección y monitoreo de la frecuencia, la construcción de un circuito de microondas para la modulación de la frecuencia del láser esclavo y un circuito de control para éste.

En el capítulo cinco presento la implementación del sistema: primero incluyo algunas características de la luz que emite nuestro láser esclavo. Después presento la inyección láser lograda con el esclavo, así como sus propiedades. A continuación tenemos la respuesta del circuito de microondas que modula la corriente de alimentación del diodo láser. Y por último incluyo una comparación entre algunos espectros experimentales y su correspondiente espectro teórico según la sección 3.2. Al final concluyo con detalles de la modulación y de la capacidad de nuestro circuito, así como algunas perspectivas de experimentos futuros y la utilidad de este sistema en ellos.

Este trabajo incluye también algunos apéndices con información complementaria. El apéndice A es sobre información general de la teoría de microondas, así como detalles de cómo se realizaron las mediciones usando un analizador de redes. En el apéndice B están los diseños de la montura para nuestro láser esclavo. El apéndice C tiene los circuitos electrónicos diseñados y construidos para el control del circuito de microondas. En el apéndice D hay algunas gráficas típicas de la

---

respuesta del circuito de microondas obtenidas directamente del analizador. El apéndice E tiene la documentación del diodo usado para nuestro láser esclavo y por último el apéndice F tiene los códigos de Arduino para el control de nuestro circuito de microondas.

## Capítulo 2

# Estructura atómica del Rubidio

El rubidio es un átomo alcalino, lo cual quiere decir que sólo tiene un electrón en su última capa, por lo que la descripción cuántica de su comportamiento es más sencilla que la de átomos con más electrones en su última capa. Otra enorme ventaja es que las frecuencias de sus transiciones dipolares se encuentran en el infrarrojo cercano y se producen comercialmente diodos láser que emiten luz cercana a dichas frecuencias, por lo cual se reduce el costo de los láseres necesarios para experimentar con rubidio.

El número atómico del rubidio es 37. Tiene dos isótopos naturales estables, que son el  $^{85}\text{Rb}$  y el  $^{87}\text{Rb}$ . La estructura fina en los niveles atómicos se debe al acoplamiento entre el momento angular orbital del electrón  $L$  y su momento angular de espín  $S$ . Este acoplamiento da lugar al momento angular total  $J$ . La separación hiperfina se debe al acoplamiento de este momento angular total  $J$  con el momento angular nuclear  $I$ , que resulta en el momento angular total del átomo  $F$ . La teoría del momento angular nos indica que, para el acoplamiento dipolar eléctrico, tenemos las siguientes reglas de transición para cada uno de los estados con los correspondientes números cuánticos [32]:

$$|L - S| \leq J \leq L + S, \quad (2.1)$$

así como:

$$|I - J| \leq F \leq I + J. \quad (2.2)$$

Para señalar el nivel de energía en el que se encuentra el electrón externo dados sus números cuánticos  $n$  (número cuántico principal),  $S$  (espín),  $L$  (orbital atómico) y  $J$  (momento angular total), usaremos la siguiente notación: Primero se coloca  $n$ , después se escribe en un índice superior  $2S + 1$ , enseguida se coloca una letra correspondiente al número atómico orbital  $L$ , de la siguiente manera:

$$L = 0, 1, 2, 3, 4, \dots = S, P, D, F, G, \dots$$

Por último, se coloca como subíndice  $J$ , de manera que al final tenemos:

$$n^{2S+1}L_J.$$

Usando esta notación el estado base del rubidio se escribe:  $5^2S_{1/2}$ . Si estudiamos la interacción entre un átomo y una onda electromagnética al hacer una expansión multipolar [32] encontramos distintas transiciones. El primer término en dicha expansión corresponde a las más probables, conocidas como transiciones dipolares eléctricas o líneas D [1]. La línea  $D_1$  es la transición  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  y la línea  $D_2$  es la transición  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ . Las longitudes de onda asociadas a estas líneas son aproximadamente  $\lambda = 780$  nm para la línea  $D_2$  y  $\lambda = 795$  nm para la línea  $D_1$ .

A continuación presento dos diagramas con la estructura hiperfina de las transiciones  $D_1$  y  $D_2$  del rubidio 852.1 y 872.2. Los niveles hiperfinos se encuentran usando las relaciones de momento angular anteriormente mencionadas y además, que el  $^{85}\text{Rb}$  tiene un momento angular nuclear  $I = 5/2$  y el  $^{87}\text{Rb}$  tiene  $I = 3/2$  [1]. Las diferencias de energía presentadas en los diagramas son medidas experimentales [1].

Los átomos cambian de niveles energéticos siguiendo determinadas *reglas de selección*, que provienen también del estudio entre la interacción de átomos y radiación electromagnética. En el caso de las transiciones dipolares, tenemos que  $\Delta F = \pm 1$  [32].

Podemos notar que la diferencia de frecuencia entre los niveles hiperfinos de los isótopos 85 y 87 son distintos; las diferencias del  $^{85}\text{Rb}$  son menores que las del  $^{87}\text{Rb}$  casi por un factor de dos. En los diagramas anteriores señalo un par de transiciones que son particularmente importantes para experimentos mencionados en el capítulo 1, como el enfriamiento atómico o el mezclado de cuatro ondas: las transiciones  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  y  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  para el rubidio 85 y  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  y  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  para el 87.



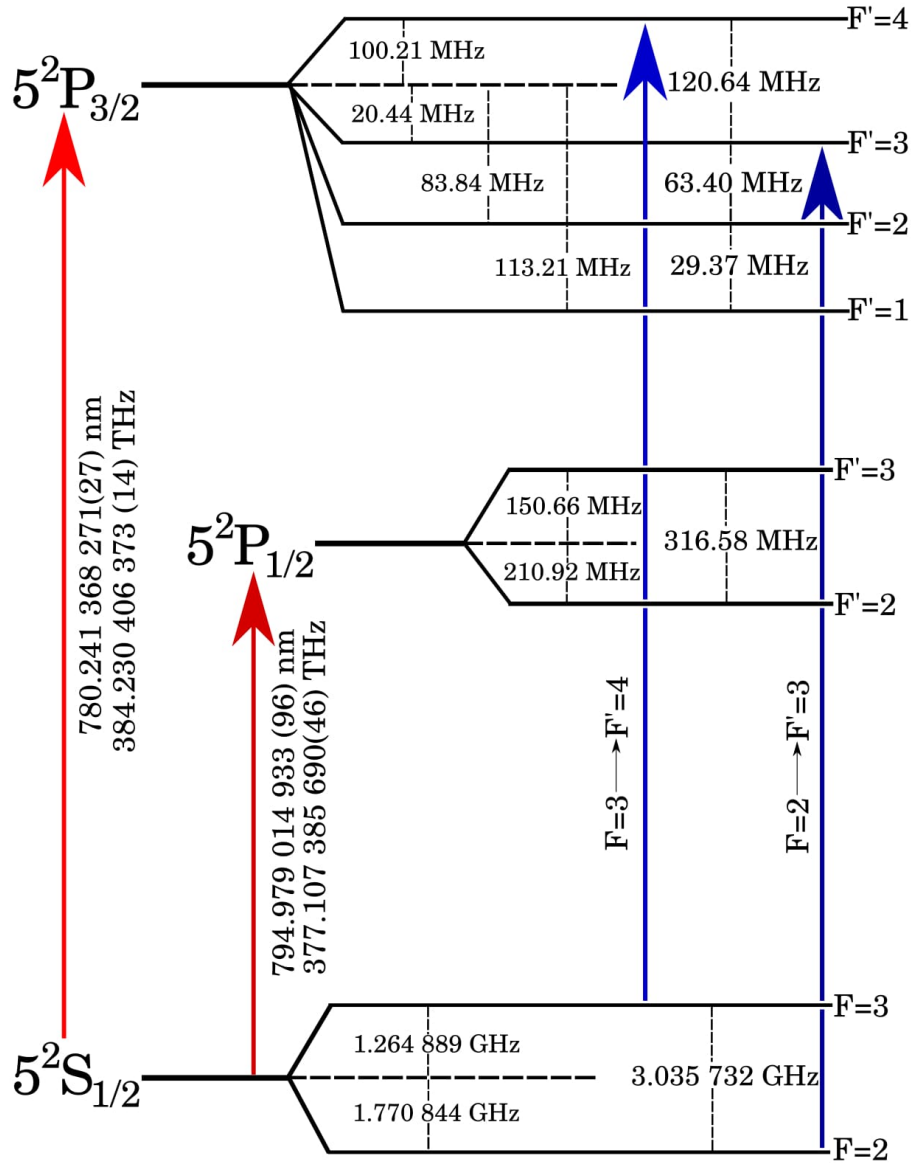


Figura 2.1: Estructura hiperfina de las dos primeras transiciones dipolares del  $^{85}\text{Rb}$  [1]. Están indicadas en azul un par de transiciones importantes para realizar experimentos como los mencionados en el capítulo 1.

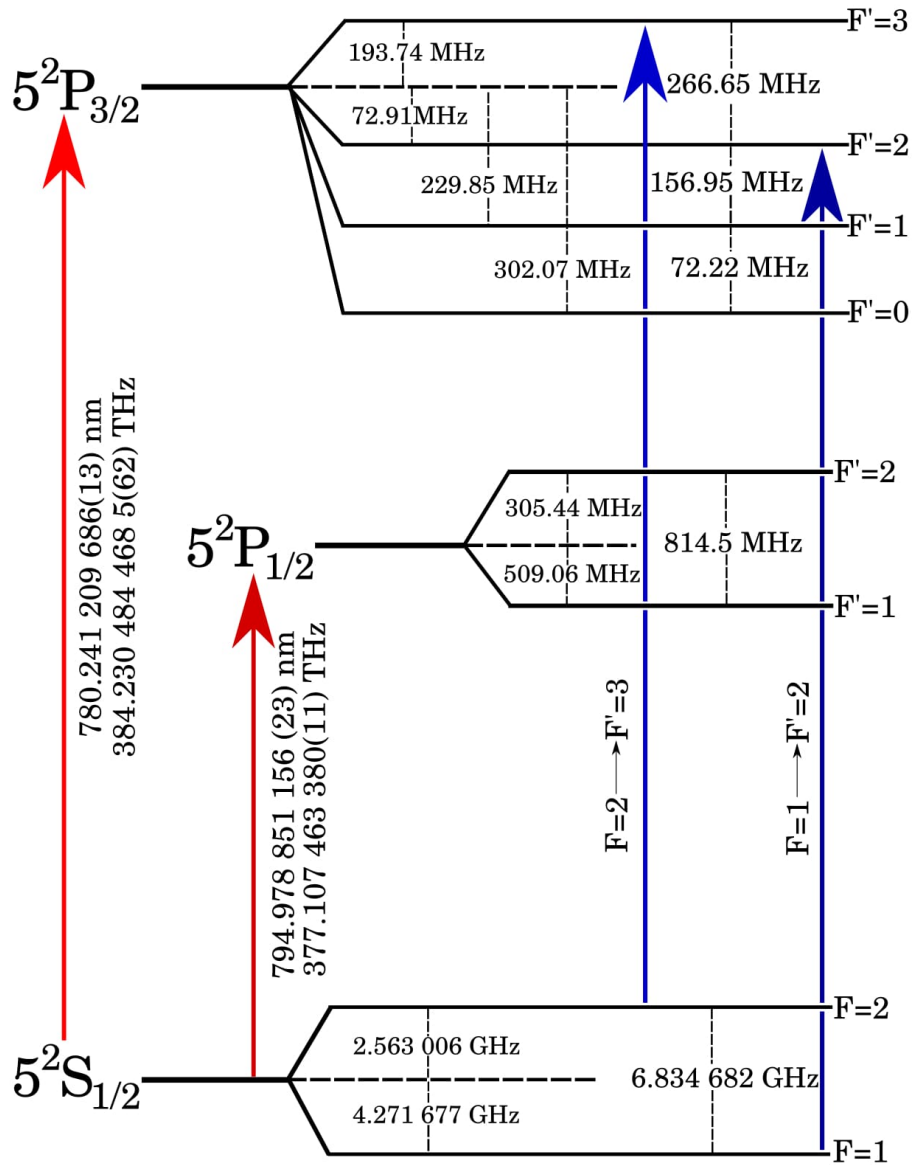


Figura 2.2: Estructura hiperfina de las dos primeras transiciones dipolares del  $^{87}\text{Rb}$  [1]. Están indicadas en azul un par de transiciones importantes para realizar experimentos como los mencionados en el capítulo 1.

Es importante notar también que dichas transiciones, además de algunas otras, están separadas algunos GHz entre ellas. A pesar de esto, como mencioné en el capítulo uno, en principio necesitamos un láser de cavidad extendida [28] junto con su espectroscopía correspondiente [29] para cada una de estas transiciones.

La modulación de la frecuencia de la luz es una opción para generar las dos frecuencias necesarias en los experimentos antes mencionados. Existen aparatos disponibles comercialmente, mediante los cuales se puede hacer una modulación de frecuencia del orden de GHz. Éstos son los moduladores de fibra [33]. El problema de estos moduladores es su alto costo, además de que necesitan una fuente de alta potencia de microondas para funcionar, lo que aumenta su precio aún más.

En este trabajo presento una alternativa menos costosa (alrededor de una décima parte del costo de un modulador de fibra) basada en la modulación de la corriente de alimentación de un diodo láser para generar bandas laterales en el espectro de frecuencias de un láser con luz resonante a una transición atómica [34] [35]. Logramos esta modulación de corriente con un circuito de microondas, que emite una señal igual a la diferencia entre las transiciones que queremos excitar.

De esta manera, nuestro sistema nos ahorra un láser de cavidad extendida, su sistema de espectroscopía y en un mismo haz tenemos luz capaz de excitar dos transiciones atómicas.

## Capítulo 3

# Teoría de inyección y modulación láser

En este capítulo presentaré los fundamentos teóricos en los cuales está basada la construcción de nuestro sistema experimental. Primero incluyo una introducción sobre el funcionamiento de los láseres de diodo. Después hago una descripción general de una modulación de frecuencia de un campo electromagnético. Y por último presento un fenómeno llamado inyección láser.

### 3.1. Diodos láser

Las partes principales de cualquier láser son: el elemento activo o medio de ganancia, una cavidad y energía para excitar al medio. El elemento activo está compuesto por los emisores de luz, la cavidad hace que la luz se mantenga atravesando repetidamente el medio de ganancia para amplificarse y por último la luz sale de la cavidad con las propiedades antes mencionadas.

El tipo de láser que usaremos en este trabajo será un láser semiconductor. Los semiconductores son materiales cuya diferencia de energía entre su banda de valencia (la capa de electrones más externa del átomo) y su banda de conducción es del orden de las excitaciones térmicas ( $E \simeq kT$ ) [36]; de manera que es posible que algunos electrones de la banda de valencia pasen a la banda de conducción y viceversa. Cuando un electrón pasa de la banda de valencia a la banda de conducción, se dice que deja un “hueco”.

El elemento activo de un láser de diodo es una unión de semiconductores tipo  $p$  (positivo, exceso de huecos) y  $n$  (negativo, exceso de electrones). Cuando se le aplica una corriente eléctrica a este semiconductor, alcanza las condiciones necesarias para que se combinen huecos con electrones y así produce luz. A este proceso se le llama *Emisión por recombinación* [36]. La aplicación de esta corriente proporciona energía al medio activo.

La luz emitida se confina dentro del elemento activo, debido a la alta diferencia del índice de refracción entre el medio y sus alrededores. De esta manera se forma su cavidad. Como el índice

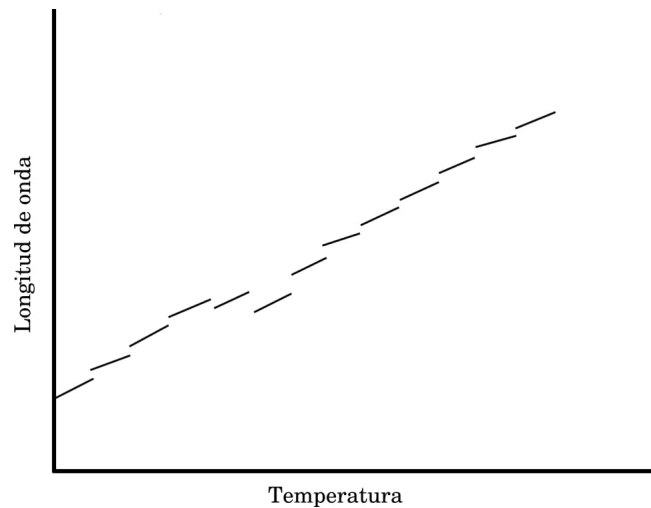


Figura 3.1: Comportamiento típico de la luz que emite un diodo láser al modificar la temperatura a la que se encuentra. El comportamiento al cambiar la corriente es similar. Figura adaptada de [2]

del aire es menor, parte de la luz en la cavidad será emitida hacia el exterior. El haz tendrá una divergencia muy grande, ya que la luz se emite desde una pequeña sección del semiconductor, entonces debemos utilizar una lente para colimar la luz del diodo.

Un láser de diodo tienen muchas ventajas prácticas: su operación es simple, son compactos y, dado el enorme avance en la fabricación de semiconductores, su costo es bajo. Se ha mostrado que se pueden realizar experimentos de atrapamiento atómico [25] [26] [27] y condensación de Bose-Einstein [34] usando diodos láser.

La frecuencia de la luz que emiten depende de dos parámetros de operación, que son la temperatura a la que se encuentra el diodo y la corriente de alimentación suministrada. La temperatura modifica el tamaño del elemento activo, cambiando así la longitud de la cavidad y los modos longitudinales que se presentan dentro de ella. La corriente modifica el índice de refracción del medio y además tiene un cambio de temperatura que también modificará los modos dentro de la cavidad. La dependencia que presenta la frecuencia de la luz emitida por un diodo láser respecto a ambos parámetros es lineal en algunos intervalos separados por saltos de modo, como lo indica la figura 3.1. Cabe destacar que el cambio máximo en la longitud de onda debido a estos parámetros es de algunos nanómetros [2].

Para este experimento usamos un diodo láser de Arseniuro de Galio (GaAs) adquirido de la compañía Moglabs. Su longitud de onda central de emisión es de 787 nm a una temperatura de 25 °C. Su hoja de datos se encuentra en el apéndice E.1.

### 3.2. Inyección láser

Consideremos dos láseres; un láser maestro que emite luz con una frecuencia  $\omega_1$  y un esclavo emitiendo a  $\omega_0$ . Luz del láser maestro incide sobre la cavidad resonante del láser esclavo, bajo determinadas condiciones la luz que emite el esclavo tendrá las mismas propiedades que la del maestro. A esto le llamaremos *inyectar*. Esto se debe a que la presencia de  $\omega_1$  en la cavidad favorece la excitación de los modos correspondientes a esta frecuencia, haciendo que el láser secundario emita luz con las mismas propiedades que el haz inyectado  $\omega_1$ , como son frecuencia, estabilidad y también con el mismo ancho de banda. A esta técnica se le llama anclaje por inyección láser.

Para describir este proceso se utiliza el coeficiente de ganancia en un medio activo de un láser [3]. La siguiente expresión representa la ganancia que tendrá la señal inyectada  $\omega_1$  dentro de una cavidad del láser con frecuencia  $\omega_0$ , es decir, la amplificación en el medio:

$$g(\omega_1)^2 = \left( \frac{1-R}{L} \right)^2 \left( \frac{c}{\omega_1 - \omega_0} \right)^2, \quad (3.1)$$

donde  $R$  es la reflectividad efectiva de los espejos de la cavidad,  $c$  es la velocidad de la luz y  $L$  es la longitud de la cavidad del láser. El término de la izquierda representa las pérdidas en la cavidad. Podemos notar que si las frecuencias están lo suficientemente cerca, el término crecerá y la ganancia correspondiente de la frecuencia  $\omega_1$  será muy grande.

Al considerar estos dos láseres, uno en emisión libre con una frecuencia  $\omega_1$  y el otro con frecuencia fija  $\omega_0$ , la ecuación que describe el fenómeno de inyección en estado estacionario se le conoce como la ecuación de Adler [4] [3]:

$$\frac{d\phi(t)}{dt} + \omega_1 - \omega_0 = -\frac{\omega_0 I_1}{Q_e I_0} \sin \phi(t). \quad (3.2)$$

Aquí  $\phi(t)$  representa la fase de la onda electromagnética en la cavidad,  $\omega_1$  es la frecuencia del haz inyectado,  $\omega_0$  es el haz en emisión libre,  $Q_e$  es el factor de calidad del láser,  $I_0$  e  $I_1$  las correspondientes intensidades de ambos haces. Si buscamos el estado estacionario, es decir, el cambio de  $\phi$  es cero, manipulando la ecuación anterior tenemos la condición que se deben cumplir [4]:

$$-\frac{\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} < (\omega_1 - \omega_0) < \frac{\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}}. \quad (3.3)$$

Esta cantidad es el rango de inyección [3], el cual nos indica qué tan cerca deben de estar las frecuencias de los haces para lograr una inyección láser. En nuestro caso, si bien es complicado conocer el factor de calidad  $Q_e$  de un diodo láser, ya que es complicado saber la cantidad de energía dentro de la cavidad del láser, la cantidad anterior nos proporciona información. Con ella podemos saber que existe un intervalo donde se produce la inyección, así no necesariamente la frecuencia de ambos láseres debe ser igual.

También podemos notar que el intervalo es proporcional al cociente de intensidades de los haces, por lo tanto, si enviamos una mayor cantidad de luz de inyección al diodo, el intervalo será mayor y lograremos una inyección más estable.

Así, al considerar la ecuación **3.1** y la condición **3.3** tenemos la figura 3.3. En ella graficamos, de manera general, el comportamiento del sistema en términos de la ganancia dentro del medio. En rojo se encuentra la ganancia de  $\omega_0$  que tiene el sistema cuando se encuentra emitiendo libremente. Sin la presencia del haz inyectado, la gráfica sería una constante. Al acercarse  $\omega_0$  al rango de inyección, la ganancia correspondiente a la frecuencia de inyección  $\omega_1$  (ecuación **3.1**, graficada en azul) será mayor, ya que dentro de la cavidad se excitarán modos correspondientes a esta frecuencia. Por conservación de energía, y ya que la cavidad tiene una ganancia finita, el aumento en  $\omega_1$  implica una pérdida en  $\omega_0$ .

Al continuar acercando  $\omega_0$  a  $\omega_1$ , aumentará la ganancia hasta llegar al rango de inyección. El sistema presenta un cambio súbito en la ganancia del haz inyectado  $\omega_1$  cerca del rango de inyección. Éste tendrá ahora toda la ganancia disponible del medio dentro del intervalo de inyección, y la frecuencia  $\omega_0$  de oscilación libre, tendrá una intensidad igual a cero. Este comportamiento es similar si nos acercamos al rango de inyección desde una frecuencia mayor o una menor, así que el sistema es simétrico en la frecuencia, respecto a  $\omega_0$ .

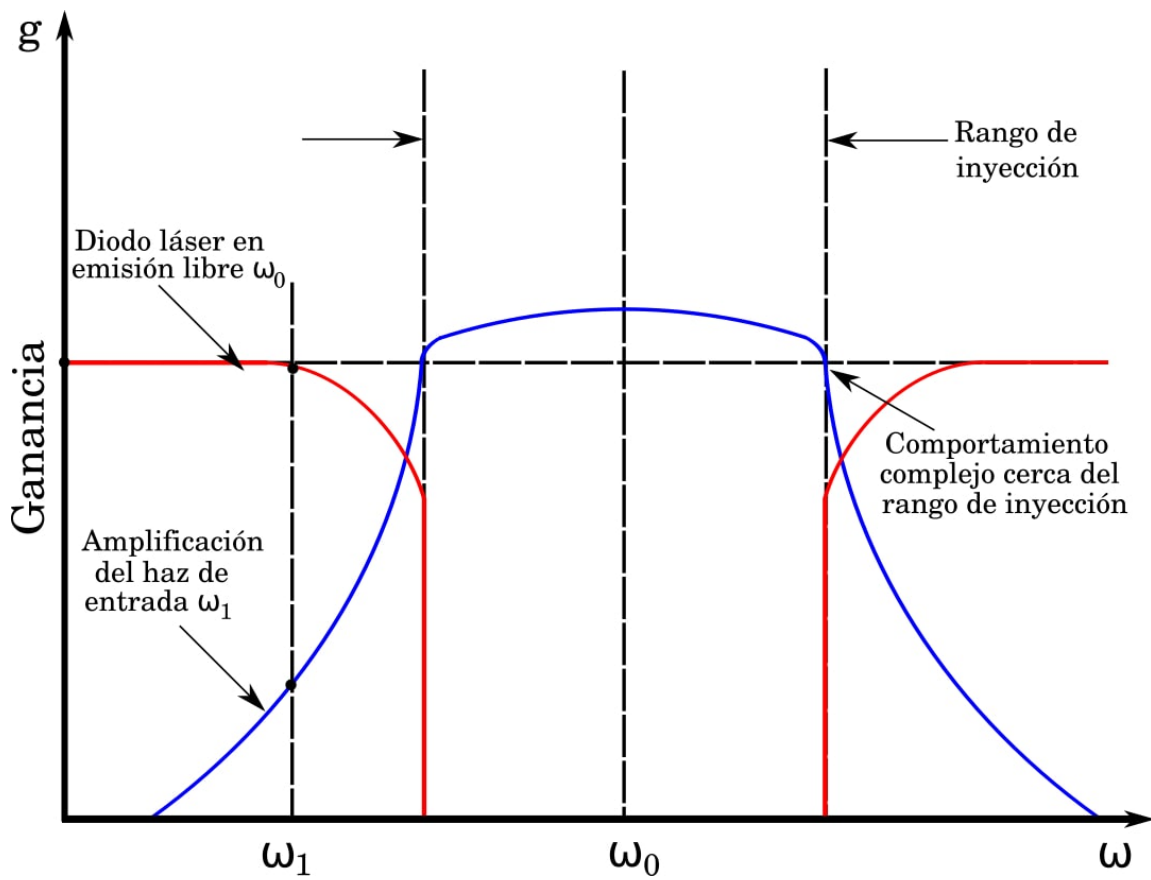


Figura 3.2: Gráfica de la ganancia del haz de inyección  $\omega_1$  (en azul) y el haz en emisión libre del diodo  $\omega_0$  (en rojo). Señalamos el rango de inyección en la figura. Figura adaptada de [3] [4]



### 3.3. Teoría de modulación

La modulación consiste en cambiar una o más propiedades de una onda periódica [37]. Se utiliza normalmente en telecomunicaciones para transmitir información, ya sea en forma de modulación de amplitud o de frecuencia. Nuestro objetivo es hacer una modulación en la frecuencia de un láser [38] [35], para excitar múltiples transiciones atómicas [27], en particular, las mencionadas en el capítulo dos.

Consideremos un diodo láser que se encuentra a una temperatura  $T$ , al cual le aplicamos una corriente  $I_0$  constante. Dado que la corriente no cambia, el diodo emitirá luz con una frecuencia constante. La parte temporal de esta onda electromagnética será:

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t + \phi), \quad (3.4)$$

con  $E_0$  la *amplitud del campo*,  $\omega_0$  su *frecuencia de oscilación* y  $\phi$  su *fase*. Ahora, si consideramos agregarle a la corriente de alimentación una modulación de la forma  $I_m(t) = \sin \omega_m t$ , como el índice de refracción depende linealmente de la corriente [2], generamos un cambio de fase dependiente del tiempo, de la forma:

$$\phi(t) = \beta \sin(\omega_m t), \quad (3.5)$$

donde  $\omega_m$  la llamamos *frecuencia de modulación* y  $\beta$  es el *índice de modulación*. Este índice es un parámetro adimensional, que esencialmente nos dice cuánto cambia la frecuencia de la onda portadora (en este caso, la onda con frecuencia  $\omega_0$ ) debido a la presencia de la modulación [37]. Entonces el campo eléctrico será:

$$E(t) = E_0 \exp[i\omega_0 t + i\beta \sin(\omega_m t)], \quad (3.6)$$

separando la expresión anterior, tenemos:

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t) \exp[i\beta \sin(\omega_m t)]. \quad (3.7)$$

Como podemos notar, la modulación es una función con periodo  $T = 2\pi/\omega_m$ , entonces podemos expandir en una serie de Fourier [39]

$$\exp[i\beta \sin(\omega_m t)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp(in\omega_m t), \quad (3.8)$$

donde los coeficientes  $A_n$  de la expansión, serán de la forma:

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{\omega_m}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{\omega_m}}^{\frac{\pi}{\omega_m}} \exp(i\beta \sin \omega_m t) \exp(-in\omega_m t) dt \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{\omega_m}}^{\frac{\pi}{\omega_m}} \exp[i(\beta \sin \omega_m t - n\omega_m t)] dt. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Si hacemos un cambio de variable  $\tau = \omega_m t$  tenemos que:

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp[i(\beta \sin \tau - n\tau)] d\tau, \quad (3.10)$$

la anterior es una de las expresiones conocidas para las funciones de Bessel de orden  $n$  evaluadas en  $\beta$ , es decir  $j_n(\beta)$  [39]. Regresando a la expansión en series (3.8):

$$\exp[i\beta \sin(\omega_m t)] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j_n(\beta) \exp(in\omega_m t), \quad (3.11)$$

por lo tanto el campo eléctrico de la ecuación (3.7) será:

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j_n(\beta) \exp(in\omega_m t) \exp(i\omega_0 t) \\ &= E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j_n(\beta) \exp(i(\omega_0 + n\omega_m)t). \end{aligned} \quad (3.12)$$

La expresión anterior muestra que tenemos un conjunto de modos que van disminuyendo de intensidad según el comportamiento de las funciones de Bessel con frecuencias  $\omega_0 \pm n\omega_m$ . Podemos notar también que al tener el índice  $n$  cambiando tanto en los enteros positivos como en los negativos, para cada modo con índice  $n$  habrá uno  $-n$  tal que sus frecuencias serán simétricas respecto al orden cero ( $n = 0$ ). Debido a esto, a la pareja de órdenes  $n$  y  $-n$  en el espectro de frecuencias de una modulación como ésta, se les llaman *bandas laterales de orden  $n$* . Al orden cero le llamamos también onda portadora.

La intensidad de cada par de bandas laterales que podamos encontrar en un espectro, además de la intensidad de la onda portadora, serán directamente proporcionales al cuadrado de las funciones Bessel de orden correspondiente evaluadas en  $\beta$ , dado que  $I \propto E^2$ . En la tabla 3.1 presento algunos valores de  $j_n(\beta)$  elevado al cuadrado.

Orden	$\beta = 0$	0.2	0.4	0.5	0.6	0.8	1	1.5	2	3
n=0	1	0.98	0.92	0.88	0.83	0.72	0.59	0.26	0.05	0.07
n=1	0	0.01	0.04	0.06	0.08	0.14	0.19	0.31	0.33	0.11
n=2	0	0	0	0	0	0.01	0.01	0.05	0.12	0.24
n=3	0	0	0	0	0	0	0	0	0.02	0.10

Tabla 3.1: Valores de la función de Bessel  $j_n(\beta)^2$  para algunas  $n$  y  $\beta$  que nos indican la intensidad de cada banda lateral, según su orden  $n$ . Como podemos notar, el valor de la amplitud de la frecuencia central ( $n = 0$ ) decrece a medida que aumenta el índice de modulación. También ocurre que mientras crece el índice de modulación, la amplitud de más bandas laterales serán comparables con la frecuencia central.

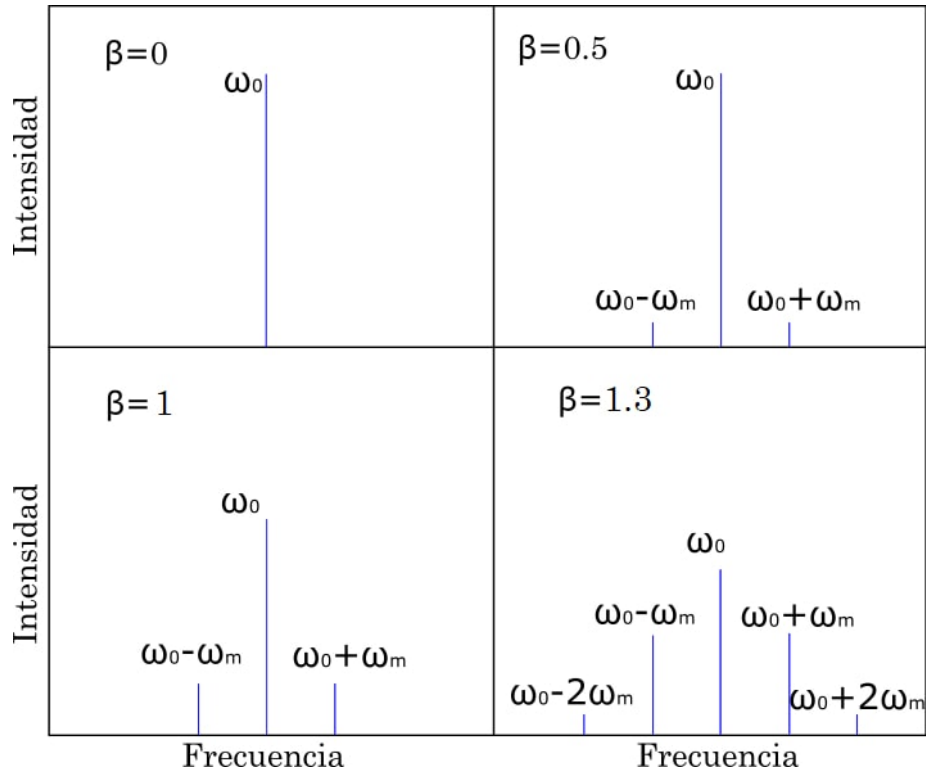


Figura 3.3: Ejemplos de espectros de frecuencias de la ecuación (3.12) de acuerdo a la tabla 3.1 para algunos valores de  $\beta$ .

Como podemos ver, basta con un tener índice de modulación alrededor de  $\beta \approx 1$  para obtener bandas laterales de orden uno cuya intensidad sea comparable con el orden cero, y así tener frecuencias capaces de excitar dos transiciones atómicas.

En el desarrollo anterior sólo consideramos modulación de frecuencia. Cabe destacar que si además agregamos una modulación de amplitud, podemos tener bandas laterales con intensidades asimétricas, esto es, que la intensidad de la banda  $\omega_0 + n\omega_m$  sea mayor o menor que la intensidad de  $\omega_0 - n\omega_m$  [35]. Estos casos no están contenidos en este trabajo ya que nos interesa generar luz con frecuencias capaces de excitar múltiples transiciones atómicas, no necesariamente cambiar el tamaño relativo entre ellas, además de que en muchos experimentos, un haz tiende a ser notablemente más intenso que el otro. Por ejemplo: para el enfriamiento atómico, necesitamos que la luz de rebombado sea 10% de la luz de enfriamiento.

## Capítulo 4

# Construcción experimental

En esta sección primero hablaré del montaje de nuestro láser esclavo sobre la montura diseñada para proporcionar soporte mecánico, así como control de temperatura. Después presento el arreglo óptico construido para realizar una inyección láser y por último describo nuestro circuito de microondas y el sistema de control desarrollado para su funcionamiento.

### 4.1. Montaje del láser esclavo

Diseñamos una montura para sostener el diodo láser (Figura 4.1), basada en un diseño previo [34]. Esta montura tiene forma cilíndrica, con un diámetro exterior de una pulgada (2.54 cm) que permite sostenerla con una montura de espejo para óptica de una pulgada (marca New Focus modelo 9807) y así tener un control fino de la dirección en la que se emite la luz del diodo. Ésta se divide en cuatro partes, que se muestran en la figura 4.1 una placa enfriadora, una montura para diodo láser, un anillo sujetador y un adaptador para lente. Todo fue construido por el taller mecánico del Instituto de Física en aluminio.

La montura que sostiene al diodo tiene en su parte superior tres agujeros para un conector SMA. Mediante este conector llegará al diodo una señal de microondas, junto con la corriente de alimentación. Dado que las señales de microondas pierden potencia a medida que recorren distancias largas (ver apéndice A), soldamos el ánodo del diodo directamente con la terminal positiva del conector SMA, como lo indica la figura 4.2. El cátodo del diodo se encuentra en el chasis, haciendo contacto con nuestra montura. Esta montura también tiene un hueco lateral donde colocamos un termistor que se encarga de monitorear la temperatura a la que se encuentra el diodo láser. En el frente cuenta con una cuerda para atornillar el anillo sujetador y el adaptador para lente.

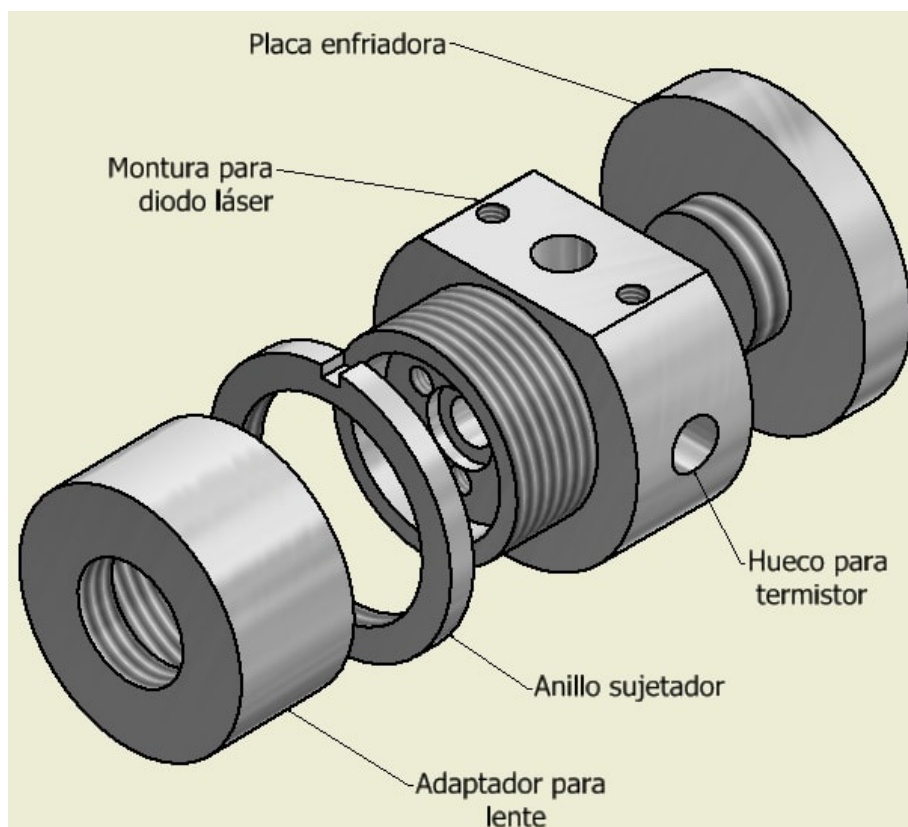


Figura 4.1: Montura diseñada para colocar un diodo láser, sostener una lente que colime la luz que emite y un termistor para monitorear su temperatura. La placa enfriadora fue montada en contacto con una celda peltier, para el control de temperatura.

La luz que emiten los diodos láser típicamente tiene un ángulo de divergencia grande, en nuestro caso de 9 y 17 grados en cada dirección (ver apéndice E.1). Para colimar dicha luz usamos una lente esférica (Thorlabs, modelo C230TMD-B, foco  $f = 4.51$  mm) que atornillamos en el adaptador. Podemos modificar la distancia a la que se encuentra del punto donde se emite la luz usando la cuerda de la montura láser. Una vez colocada la lente a su distancia focal la fijamos con el anillo sujetador.

El montaje final de nuestro diodo láser se muestra en la figura 4.3. Agregamos también un disipador de calor, una celda peltier y un termistor para el control de temperatura que será detallado más adelante. Pegamos estos elementos y la parte posterior de la montura utilizando adhesivo Loctite 495. Al colocar el pegamento, intentamos que quedara una capa delgada y uniforme entre los componentes, de manera que tengamos una mejor conducción térmica. La montura de espejo sostiene al cilindro a presión, con un tornillo.

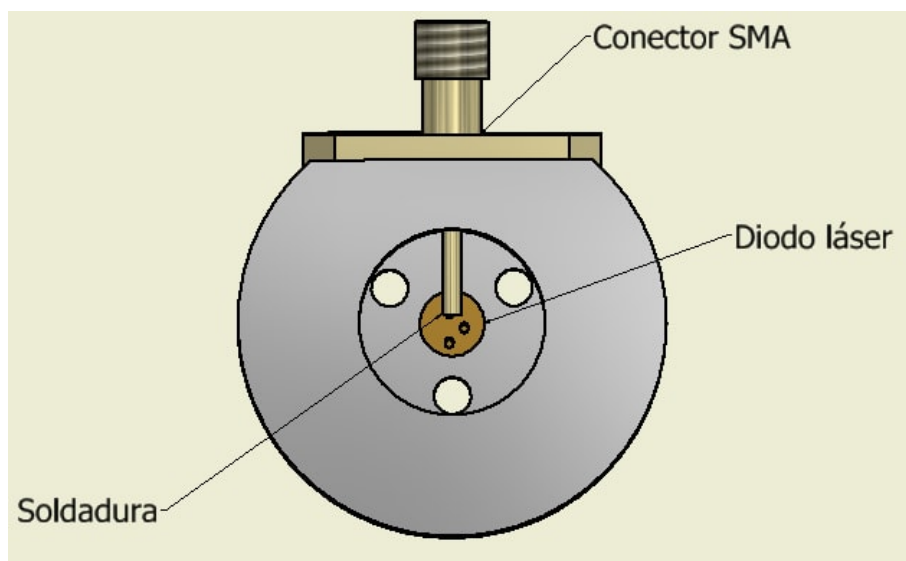


Figura 4.2: Vista trasera de la montura principal con el conector SMA y el diodo láser colocados. En la figura se indica el lugar de la soldadura de la terminal que lleva la señal en el SMA con el ánodo del diodo láser.

Como mencioné en el capítulo anterior, dado que la temperatura a la que se encuentra el diodo y la corriente de alimentación son parámetros muy importantes para la inyección láser, debemos controlarlos con precisión del orden de  $0.1^{\circ}\text{C}$  y  $0.1\text{ mA}$ . Para monitorear y controlar la temperatura a la que se encuentra nuestro diodo, usaremos un termistor (TDK con número de serie B57861S-8016) y una celda peltier (Hebei I.T. Co. número TEC1-12706). Los termistores son dispositivos que cambian su resistencia dependiendo de la temperatura a la que se encuentren. Las celdas peltier utilizan un efecto termoeléctrico mediante el cual cambian su temperatura al aplicarles una corriente eléctrica. Ambos están en contacto con nuestra montura: colocamos el termistor en un hueco de la montura mostrado en la figura 4.1, con pasta térmica alrededor para mejorar la conducción de calor y pegamos la celda peltier en la placa enfriadora (figura 4.1). Del otro lado de la celda Peltier pegamos un dissipador de calor.

Conectamos el termistor y la celda peltier a un controlador láser (marca Arroyo instruments modelo 6305). Este controlador tiene un circuito PID (por las siglas en inglés de Proporcional, Diferencial e Integral.), el cual es un sistema de control que recibe una señal, la compara con un valor predeterminado y se encarga de proporcionar la retroalimentación correspondiente para minimizar la diferencia entre la señal recibida y el valor predeterminado. De esta manera controlamos la temperatura al conectar el termistor y la celda peltier de nuestro láser al controlador. Observamos que nuestro controlador puede mantener la temperatura constante, con una precisión de  $0.01^{\circ}\text{C}$ .

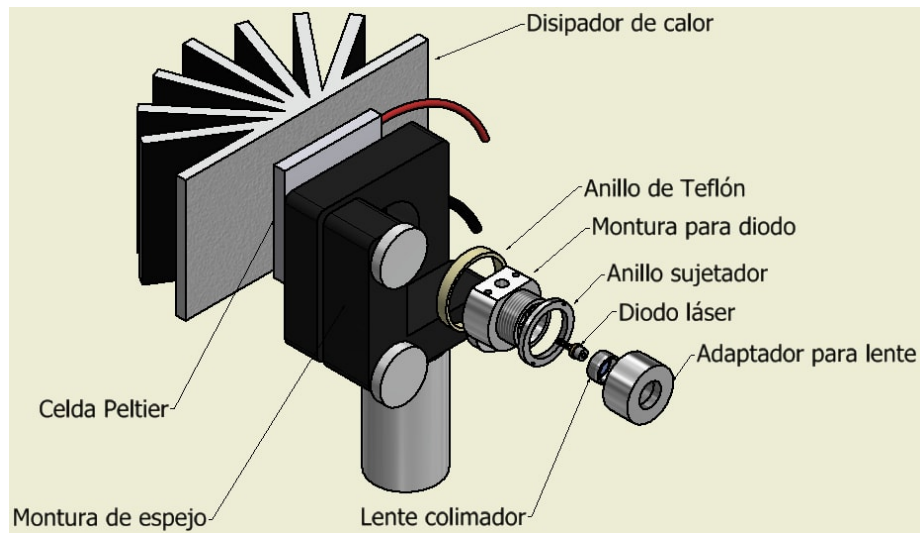


Figura 4.3: Ensamble final de nuestro láser esclavo.

En la figura 4.4 muestro un diagrama de las conexiones para el control de temperatura y la corriente de alimentación de nuestro diodo láser. Las conexiones de la temperatura son dos pares de cables: uno para el termistor y otro para la celda peltier. Soldamos los cuatro cables a un conector DB-15, siguiendo los correspondientes números de pines del controlador mencionados en el manual. Las conexiones de la corriente son dos cables que soldamos a un conector DB-9 y en el otro extremo lo soldamos a las terminales correspondientes de un Bias Tee (marca Mini circuits, modelo ZX85-12G+).

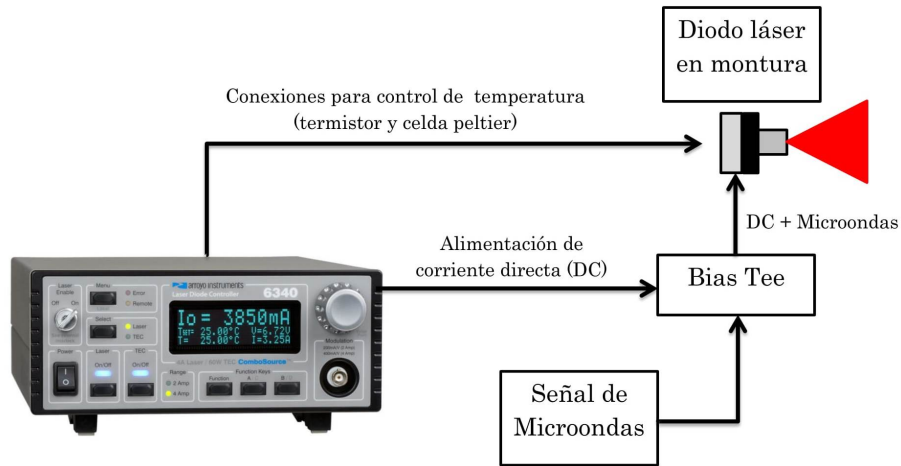


Figura 4.4: Diagrama de conexiones entre el controlador, la salida del circuito de microondas y el diodo láser.

## 4.2. Diseño y construcción de un arreglo óptico para inyección láser

El arreglo óptico utilizado para la inyección láser se encuentra en la figura 4.6. Enviamos hacia el arreglo óptico mediante una fibra alrededor de 8 mW de luz previamente estabilizada en nuestro láser maestro. El maestro es un diodo láser de cavidad extendida (ECDL) con un arreglo de espectroscopía de absorción saturada, mediante el cual podemos elegir alguna de las transiciones  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  y anclar el láser a dicha frecuencia. Para más información, consultar la tesis de licenciatura de Mendoza López Luis Alberto, 2017. La luz que llega al láser esclavo está anclada al entrecruce (crossover) 1-3 del rubidio 87 (que se encuentra a -211 MHz de la transición  $5^2S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}F' = 3$  ver figura 2.2). Con un espejo (E1) enviamos esta luz hacia un aislador óptico.



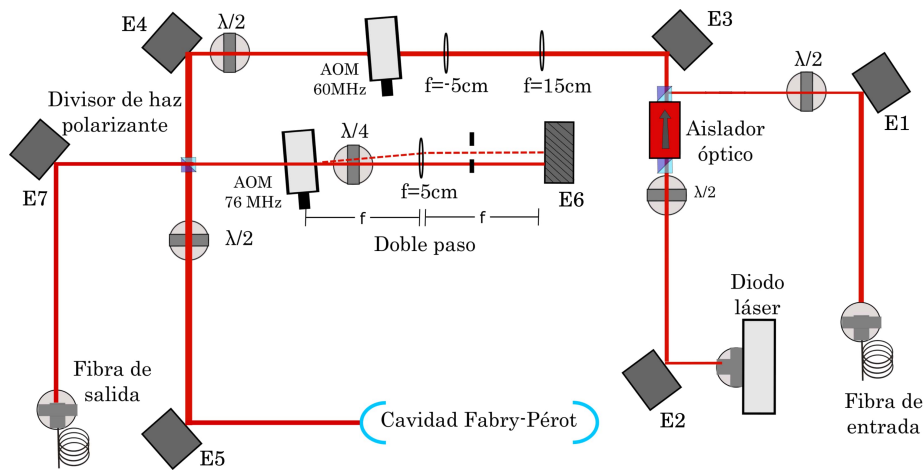


Figura 4.5: Arreglo óptico utilizado para la inyección láser.

Un aislador óptico es un dispositivo que evita retroreflexiones en láseres. Tiene en su entrada y salida dos divisores de haz polarizantes colocados a  $45^\circ$  uno respecto del otro y a la mitad un imán con un campo magnético muy grande, de manera que por efecto Faraday la polarización de la luz que entra gira  $45^\circ$ . Éste también puede ser usado para realizar una inyección láser, como nuestro caso a continuación.

En la figura 4.5 tenemos un diagrama que muestra su funcionamiento. La luz emitida por el láser (azul en la figura) pasa por el primer divisor de haz y su polarización es lineal, a  $45^\circ$ . Dentro del aislador la polarización rota  $45^\circ$ , de manera que el haz sale con polarización vertical. La luz reflejada por otros elementos ópticos después del aislador (rojo) puede tener cualquier polarización al regresar al aislador. Al atravesar el divisor de haz esta polarización se convierte en vertical, dentro del aislador rota  $45^\circ$  y sale con polarización en un ángulo  $-45^\circ$ , que al llegar al segundo divisor se refleja por completo. Esto permite que la luz reflejada no llegue al diodo. Tenemos un tercer caso (verde), que es la luz de inyección. Si enviamos este haz por el segundo divisor con polarización horizontal, éste se reflejará hacia el aislador, la polarización rotará  $45^\circ$  de manera que al final estará en la dirección  $45^\circ$ . Por lo tanto esta luz llegará al diodo, haciendo posible la inyección láser.

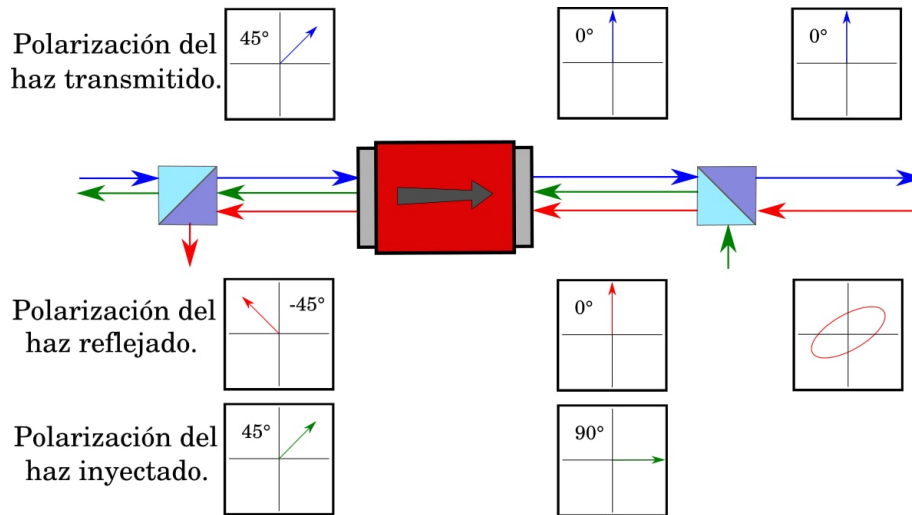


Figura 4.6: Diagrama de la inyección láser usando un aislador óptico. En azul tenemos la luz que sale del diodo láser, en verde el haz inyectado y en rojo la luz reflejada por elementos ópticos delante del aislador.

El aislador óptico usado en nuestro arreglo fue de la marca EOT modelo MP-04-I-780-01123. Colocamos un retardador de media longitud de onda (ver figura 4.6), para que la dirección de la polarización lineal de la luz que inyectamos sea horizontal como lo indica la figura 4.5

El láser maestro se encuentra anclado a  $-211$  MHz de la transición  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  del rubidio 87, y necesitamos que el láser esclavo se encuentre en resonancia. Para ello utilizamos dos moduladores acusto-ópticos (AOM). Un AOM utiliza una fuente de microondas que produce vibraciones en un cristal, creando así un cambio en el índice de refracción dependiendo de la posición sobre el cristal. Esto genera una rejilla de índices de refracción que difracta la luz y produce órdenes de difracción cuya frecuencia difiere de la del haz de entrada por  $n$  veces la frecuencia con la que vibra el cristal [40]. De esta manera podemos modificar la frecuencia de la luz algunos MHz.

Para que los AOM tengan una eficiencia alta ( $\sim 85\%$ ) en los órdenes de difracción que necesitamos ( $n=1$ ), el haz debe ser de aproximadamente un milímetro de diámetro. El haz que emite el diodo es de tres milímetros, así que después del aislador óptico hay un telescopio que reduce el tamaño de nuestro haz por un factor de tres. Hicimos dicho telescopio con una lente convexa cuyo foco es  $f = 15$  cm y una lente cóncava con foco de  $f = -5$  cm.

Después del telescopio se encuentra un AOM que aumenta la frecuencia del haz 60 MHz. Entonces, la luz tiene ahora  $-211$  MHz + 60 MHz = 151 MHz. Luego, colocamos un retardador de media longitud de onda y un divisor de haz polarizante. La luz que emite el diodo láser tiene polarización lineal, este retardador gira la dirección de la polarización y el divisor de haz polarizante

refleja una componente y deja pasar otra, de manera que con esta configuración se puede regular la cantidad de luz que enviamos por dos diferentes caminos ópticos: uno que va hacia una cavidad Fabry-Pérot y el otro hacia un doble paso y la fibra óptica de salida.

Uno de estos caminos ópticos llega a una cavidad de escaneo Fabry-Pérot (Thorlabs, modelo SA200-5B). Esta cavidad consta de un par de espejos cóncavos paralelos. Entre ellos hay un piezoeléctrico el cual cambia la distancia de separación cuando se le aplica un voltaje. Incidimos luz láser por uno de los espejos y detrás del otro tiene un fotodetector, que se conecta a un osciloscopio. Mediante este mecanismo producimos un escaneo de frecuencias, con el cual podemos observar la inyección láser y una vez que aplicamos la señal de microondas, las bandas laterales correspondientes en el espectro de frecuencias. El rago espectral libre de esta cavidad es de 1.5 GHz y tiene una resolución de 7.5 MHz. Enviamos  $\sim 2$  mW de potencia por este camino óptico.

En el segundo camino enviamos el haz hacia un doble paso con un AOM de 76 MHz. Un doble paso es una configuración mediante la cual el haz pasa a través de un AOM dos veces, teniendo así el doble de desintonización. Para esto se utiliza una lente, un espejo cóncavo y un retardador de un cuarto de onda. Si modificamos la frecuencia del AOM, cambia el ángulo en el que se difractan los órdenes. La ventaja de un doble paso es que con esta configuración aunque cambiemos el ángulo, el haz de salida permanecerá igual. La frecuencia de la luz al salir de este doble paso es  $-151 \text{ MHz} + 2(76 \text{ MHz}) = -1 \text{ MHz}$ , es decir, prácticamente en resonancia con la transición  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ .

Al final, la luz se envía hacia una fibra óptica de salida. Por este camino óptico enviamos la mayoría de la potencia disponible de la luz. En este momento, enviamos esta fibra óptica hacia un experimento con átomos calientes.

### 4.3. Circuito de microondas

Construimos un circuito de microondas para modular la corriente de alimentación de nuestro láser esclavo y así producir bandas laterales en el espectro de frecuencias de la luz que emite. Utilizamos los siguientes módulos: un sintetizador de frecuencias, un mezclador de frecuencias, un amplificador y un bias tee. En la figura 4.7 muestro un diagrama de bloques del circuito, basado en [34].

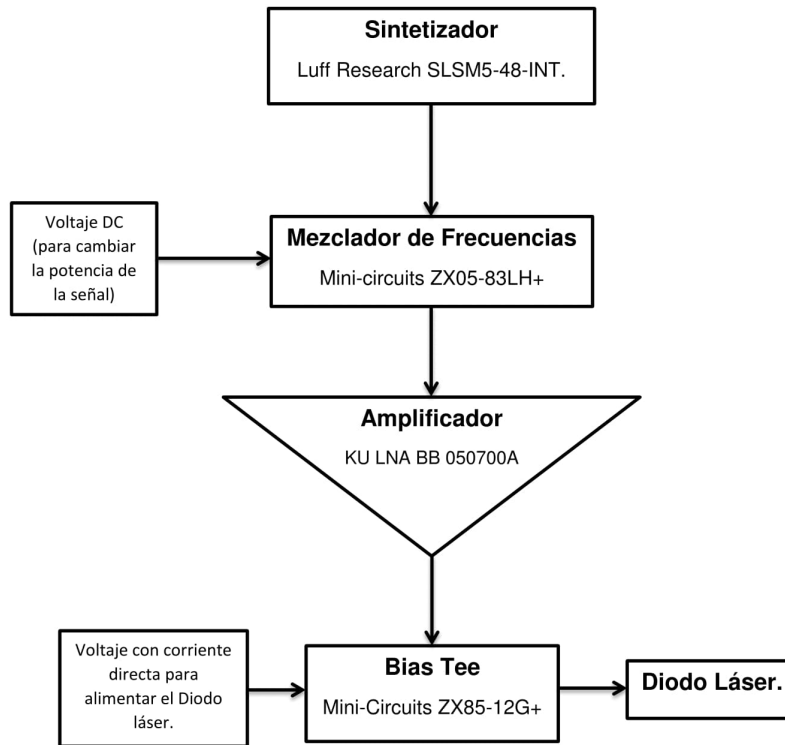


Figura 4.7: Diagrama de bloques del circuito de microondas.

La idea principal es la siguiente: un sintetizador de frecuencias genera una señal de microondas que pasa a un mezclador de frecuencias. Un mezclador de frecuencias utiliza diodos de respuesta rápida para sumar dos radiofrecuencias distintas. Si enviamos por una terminal del mezclador de frecuencias una señal DC, podemos saturar dichos diodos y así modificar la potencia con la que sale la señal después de esta etapa. Luego la señal entra a un amplificador para aumentar la potencia y al final la combinamos con la corriente de alimentación y la enviamos directamente al diodo láser. De esta manera tenemos un circuito sintonizable en frecuencia y potencia para modular la corriente de alimentación de nuestro láser esclavo.

A continuación explicaré las características principales de cada módulo, así como una breve descripción de su funcionamiento.

### 4.3.1. Sintetizador

El sintetizador de frecuencias que usamos funciona usando un circuito de bucle de anclaje de fase (PLL, por sus siglas en inglés Phase Locked Loop). La señal de microondas la produce un oscilador controlado por voltaje (VCO). Esta señal pasa por un divisor de frecuencia programable, donde es dividida entre un entero, y después llega a un comparador de fase junto con un oscilador de referencia. El comparador de fase mide la diferencia entre las señales y envía una señal de retroalimentación para que la diferencia de fase sea cero. Con este mecanismo, se tiene una señal que es  $n$  veces la frecuencia del oscilador de referencia y con el divisor de frecuencia es sintonizable, se tiene la frecuencia deseada. En la figura 4.8 se muestra un diagrama del funcionamiento.

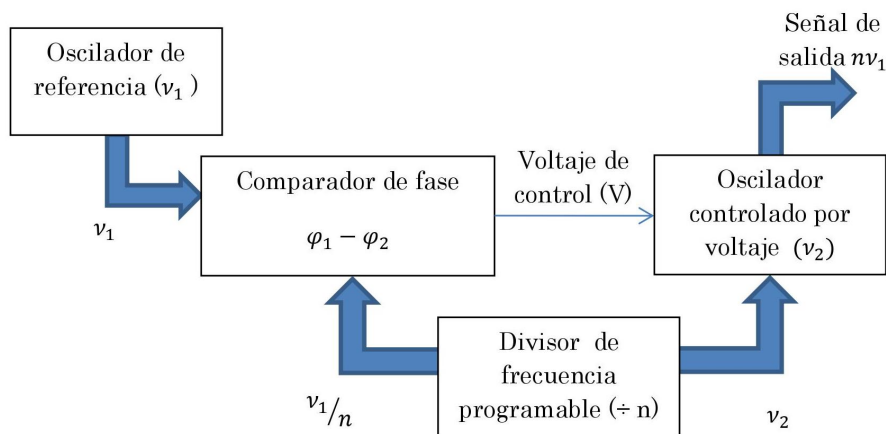


Figura 4.8: Diagrama de bloques del funcionamiento de un sintetizador de frecuencias con un circuito PLL. En el diagrama se indican la frecuencia de las señales en distintas etapas.

Nuestro sintetizador es de la marca Luff research modelo SLSM5-48-INT, tiene un consumo de corriente de 500 mA y opera a un voltaje entre 5 y 6 V. Puede generar frecuencias desde los 4 hasta los 8 GHz con pasos de 1 kHz. La potencia de salida típica es de +13 dBm (19.95 mW), medida con nuestro analizador de red (protocolo para hacer mediciones en el Apéndice A.1). Incluye entre su documentación un programa (figura 4.9) que envía instrucciones para cambiar la frecuencia del sintetizador en lenguaje TTL, que es una convención de señales eléctricas binarias donde el cero se representa de 0-0.8 volts y el uno de 2 a 5 volts. Pero el sintetizador recibe señales en la convención de comunicación serial RS-485, así que debemos transformar la señal TTL a RS-485.

Con la ayuda del laboratorio de electrónica del Instituto de Física construimos un circuito que transforma la señal del programa en RS-485 utilizando un microcontrolador Arduino Uno. En el apéndice C se encuentran los diagramas esquemáticos y el circuito impreso diseñado.

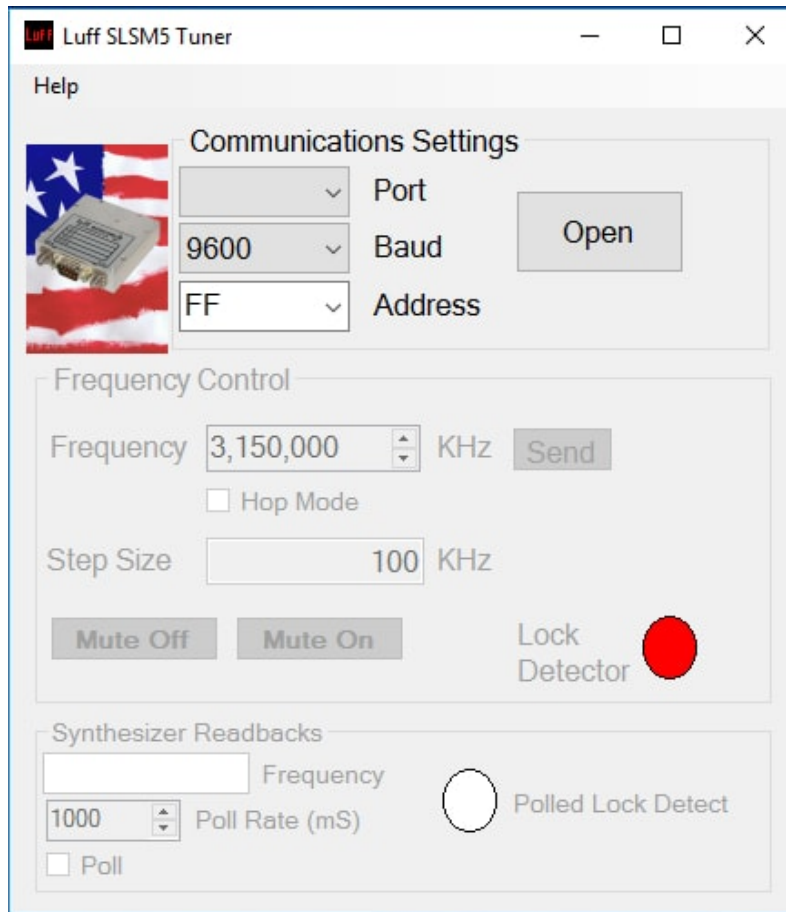


Figura 4.9: Interfaz del programa proporcionado por la compañía Luff Research para cambiar la frecuencia de la señal de microondas que emite el sintetizador.

El orden de operación del programa del sintetizador es el siguiente. Primero seleccionamos el puerto serial en la barra que dice *Port*. Este puerto corresponde al puerto serial que el arduino usa. La opción *Baud* especifica el número de unidades de la señal que se pueden enviar por segundo. La configuración preestablecida es 9600. La siguiente barra, que dice *Address*, especifica la dirección del sintetizador. El programa está pensado para controlar más de un sintetizador a la vez, por eso se le asigna una dirección a cada uno. Esto lo hacemos moviendo una perilla sobre el chasis del sintetizador. La dirección predeterminada fue la 00.

Una vez definidos estos parámetros, al presionar el botón *Open*, se inicia la comunicación con el sintetizador. Si los parámetros son correctos, el círculo a la derecha de *Lock Detector* debe cambiar a verde. Podemos cambiar la frecuencia al ingresar el número correspondiente en kHz y después presionar el botón *Send*. En el recuadro a la derecha de *Step Size* podemos cambiar el intervalo con el que se pasa de una frecuencia a otra, con las flechas en la parte superior.

Tiene dos botones abajo, con *Mute on* se detiene la emisión de la señal y con *Mute off* se reanuda. Cuando se activa esta pausa, el indicador *Lock Detector* cambia a color amarillo. Si se llena la casilla a la izquierda de *Poll*, el sintetizador manda una señal de retroalimentación hacia el programa, que aparece dos casillas arriba. Se puede cambiar el tiempo de esta lectura en el recuadro que dice *Poll Rate (ms)*. El círculo a la izquierda de *Polled Lock Detect* indica el estado de este mensaje de retroalimentación.

### 4.3.2. Mezclador de frecuencias

Un mezclador de frecuencias es un módulo de tres puertos el cual recibe dos señales y emite la suma y la diferencia en frecuencia de dichas señales.

En nuestro circuito usamos un mezclador de frecuencia para modificar la potencia de la señal de salida. El mezclador que usamos tiene diodos rápidos que permiten hacer la suma y diferencia de frecuencias cuando enviamos dos señales de microondas. Si enviamos por uno de sus puertos una señal constante, saturaremos a dichos diodos. Lo cual modificará la potencia de salida, sin cambiar la frecuencia. De esta manera podemos controlar la potencia de salida de la señal de microondas después de este componente.

Usamos un mezclador de frecuencias de la compañía Mini circuits modelo ZX05-83LH+. Tiene tres terminales, etiquetadas con LO, RF y IF. Las terminales LO y RF aceptan señales desde 1.7 hasta 8 GHz y la terminal IF desde corriente directa hasta 3.4 GHz. Por la terminal IF enviaremos la señal DC.

### 4.3.3. Amplificador

Un amplificador de microondas es un módulo de dos puertos que recibe una señal con una potencia dada y emite la misma señal pero con mayor potencia. La principal característica de un amplificador es la ganancia que proporciona. Ésta es expresada en decibeles, como la mayoría de las cantidades de pérdida/ganancia en los módulos de microondas (ver apéndice A).

Los amplificadores tienen un intervalo donde su comportamiento es lineal. Hay un parámetro llamado punto de compresión (compression point, indicado como P1dB), proporcionado por el fabricante que indica la potencia máxima de salida donde el amplificador deja de ser lineal. Si se

aumenta la potencia de entrada después de este punto, ya no aumentará la potencia de salida. Es decir, la potencia indicada en el parámetro P1dB es la potencia máxima que se puede obtener de algún amplificador. En la figura 4.10 muestro gráficamente el punto P1dB.

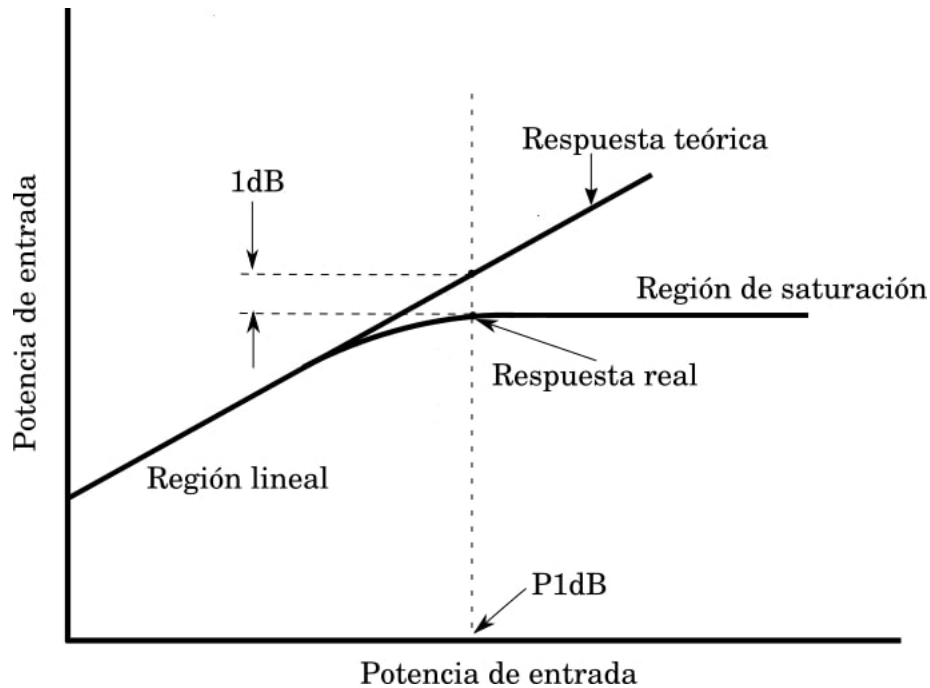


Figura 4.10: Respuesta real y respuesta ideal típica de un amplificador de microondas. Se encuentra indicado el punto P1dB. Figura adaptada de [5].

Utilizamos un amplificador de la marca Kuhne electronics modelo KU LNA BB 050700 A. Este amplificador cubre las frecuencias desde 500 hasta 7000 MHz. Tiene un coeficiente  $S_{21}$  (ver apéndice A) de +40 dB y su P1dB es de 20 dBm. Su consumo de corriente es de 160 mA y opera con un voltaje de 9-15 V.

Después del amplificador, como mencioné en la figura 4.4 del diagrama de conexiones, colocamos un bias tee para combinar adecuadamente la corriente directa de la alimentación del diodo láser con la señal del circuito de microondas. Usamos un bias tee marca Mini-circuits modelo ZX85-12G+.



#### 4.4. Control para el circuito de microondas

En la figura 4.11 presento un diagrama de bloques del sistema de control para nuestro circuito de microondas. A la izquierda se encuentra una computadora con el software de control del sintetizador que describí antes. Después de esto, usando un cable USB conectamos dicha computadora con el primer arduino, que transforma la señal tipo TTL en tipo RS-485. La señal RS-485 es enviada desde la computadora hasta la mesa del experimento, donde se encuentra el circuito, usando un cable de Red (RJ-45 de 10 m de longitud). En la figura C.3, del apéndice C tenemos el montaje final de este circuito.

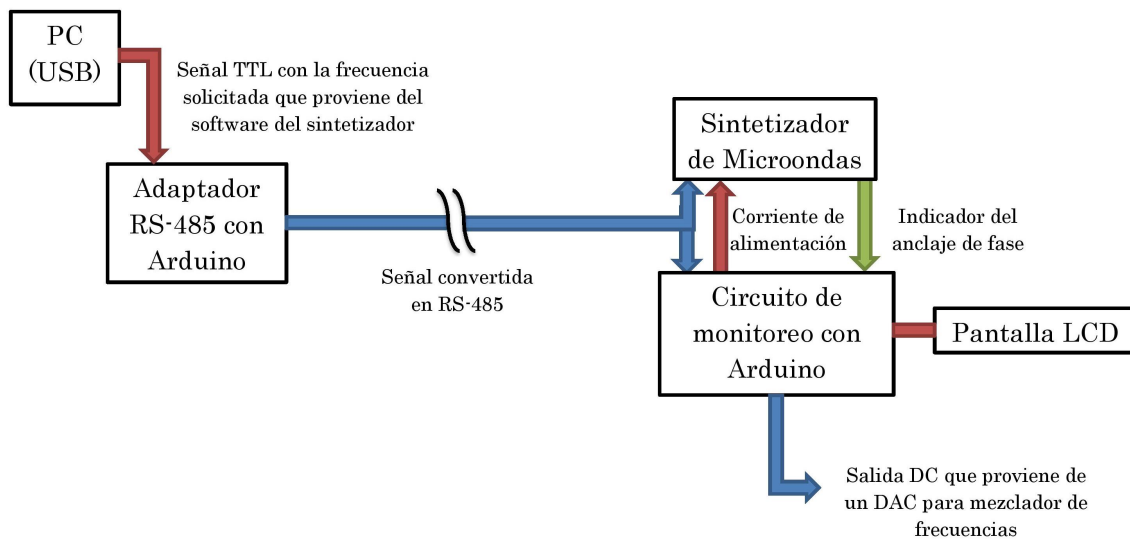


Figura 4.11: Diagrama del control utilizado para el circuito de microondas.

La señal llega a otro circuito impreso (diagrama del circuito impreso en el apéndice C) y se divide en dos partes: una va directamente al sintetizador para cambiar su frecuencia y la otra se transforma en el segundo arduino y se envía el valor de la frecuencia hacia una pantalla. Este segundo circuito también tiene un codificador, que esencialmente es una perilla. El arduino detecta el movimiento de esta perilla y de acuerdo al cambio envía una instrucción hacia un DAC (convertidor de señales digitales a analógicas) para que cambie una señal de corriente directa que va hacia el mezclador de frecuencias. De esta manera nuestro circuito de control puede modificar la potencia de salida del circuito de microondas.

El arduino también imprime en la pantalla el valor de corriente directa que proporciona el DAC al circuito de microondas, de manera que en la pantalla podemos ver la frecuencia en la que emite el circuito y la corriente directa que le llega al mezclador de frecuencias. En la figura C.4, del

apéndice C muestran una fotografía del circuito de control.

Muestro el montaje final en la figura 4.12. Como el amplificador y el sintetizador de frecuencia necesitan disipar calor, decidimos montar el circuito en una placa de cobre, de 30 cm de alto por 20 cm de largo, para que actúe como disipador de calor de ambos módulos. Una vez montado, atornillamos la placa a una pared lateral del laboratorio, de manera que se pudiera conectar la salida del circuito utilizando un cable rígido, de pocas pérdidas (el cable usado fue de la marca Florida RF Labs, con el modelo M17/128-RG400 y tiene  $< 0.9$  dB de pérdida). En el siguiente capítulo mostramos las características de la señal que emite el circuito.

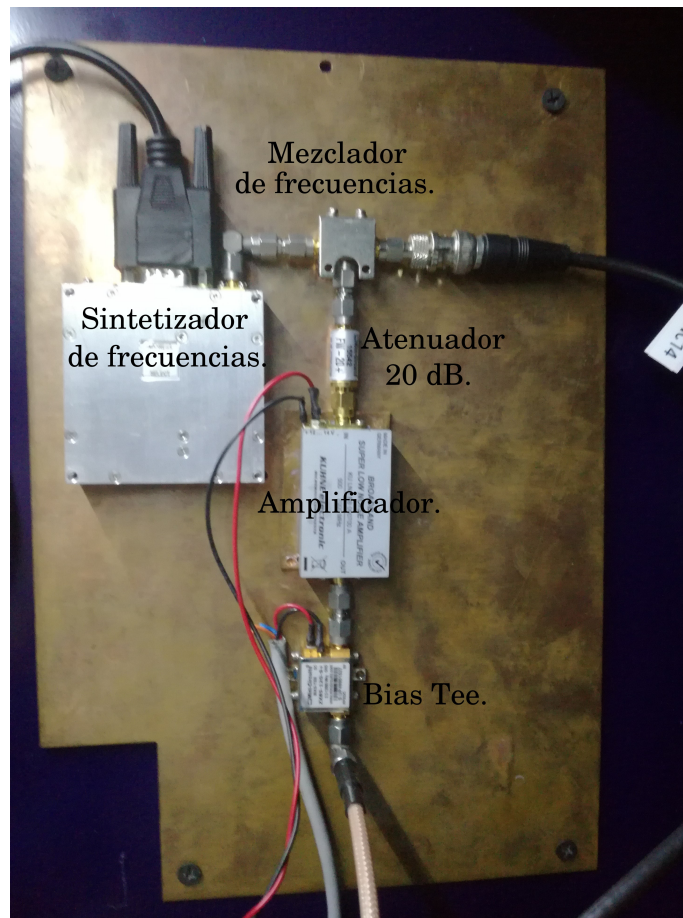


Figura 4.12: Montaje final del circuito de Microondas. Atornillamos cada módulo a una placa de cobre de 30 cm por 20 cm. A su vez, la placa de cobre fue atornillada a la pared de un mueble sobre la mesa óptica.

## Capítulo 5

# Inyección y modulación del láser esclavo

En este capítulo describo algunas propiedades de la luz que emite el láser esclavo. Después muestro el procedimiento mediante el cual identificamos la inyección láser en el laboratorio, así como algunas de sus características. A continuación muestro las características de la salida del circuito de microondas para las distintas frecuencias que éste puede proporcionar. También incluye las bandas laterales en el espectro de frecuencias del láser esclavo debido a la modulación de su corriente de alimentación. Muestro algunos espectros de frecuencia tomados de la cavidad Fabry-Pérot y la comparación con el modelo teórico descrito en el capítulo 2 para una frecuencia de 6.8 GHz. Muestro también la altura relativa de las bandas laterales generadas para distintas frecuencias, así como el índice de modulación  $\beta$  asociado a ellas.

### 5.1. Caracterización del láser esclavo

Como ya mencioné, la corriente de operación del diodo de nuestro láser esclavo es de 115 mA. Cuenta con un recubrimiento antirreflejante el cual favorece la inyección láser, ya que permite que una mayor cantidad de la luz de inyección llegue a la cavidad del diodo. La hoja de datos de este diodo se encuentra en el apéndice E.1.

Realizamos las siguientes mediciones con el láser emitiendo luz en modo libre, es decir, sin la presencia de la luz de inyección. En la figura 5.1 tenemos una gráfica de la potencia de salida de la luz del láser esclavo respecto a la corriente de alimentación. Medimos la potencia de la luz a la salida del láser esclavo, es decir, a la derecha del espejo 2 (E2) en la figura 4.6. En la gráfica podemos notar dos rectas separadas con un cambio brusco en su pendiente. Con esto se puede determinar la corriente umbral del diodo, que es  $I_0 = 33.9$  mA.

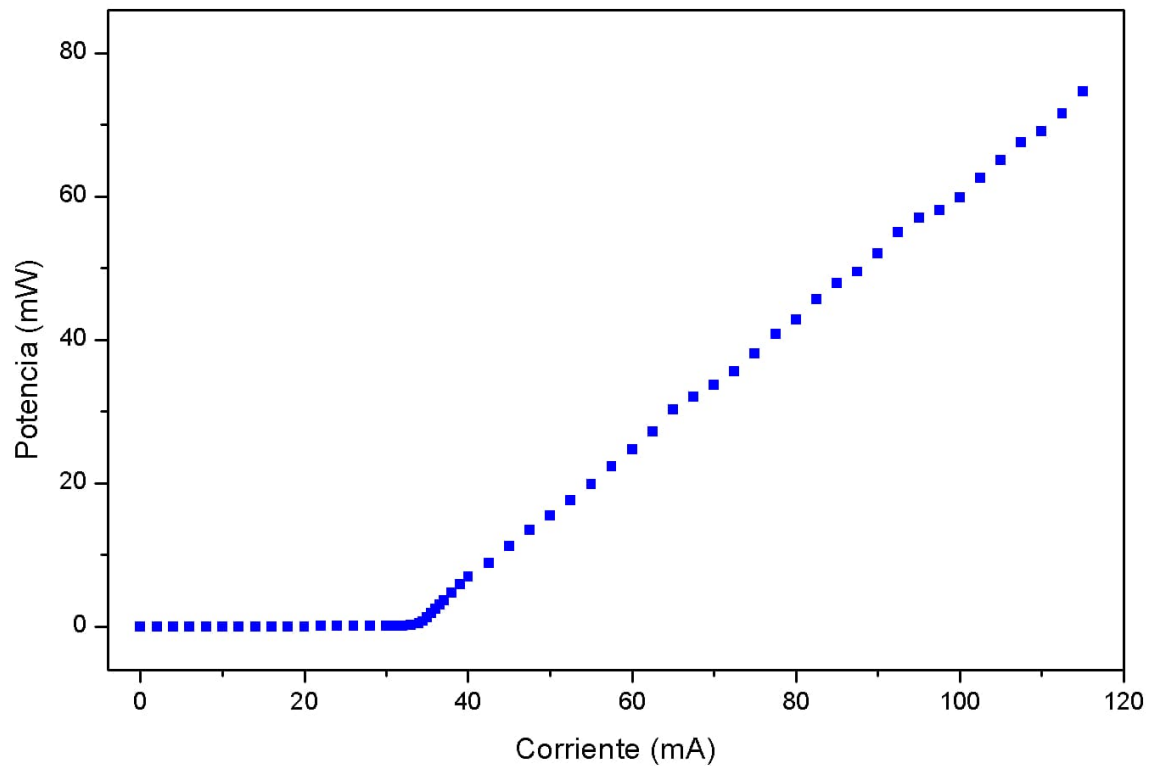


Figura 5.1: Potencia de salida de la luz del láser esclavo respecto a la corriente aplicada. La temperatura del diodo durante estas medidas fue de 19.00°C.

En la figura 5.2 observamos el cambio en la longitud de onda emitida por el láser esclavo en función de la corriente aplicada. Esta medición la realizamos usando un medidor de onda (marca High Finesse modelo WS-6). El comportamiento de la gráfica anterior es similar al señalado en la figura 3.1. Con esta figura podemos concluir los puntos en la corriente donde hay saltos de modo: antes de 40 mA y antes de 80 mA. En el momento de elegir los parámetros de operación debemos tomar en cuenta estos puntos para que nuestra corriente de operación no esté cerca de un salto de modo.

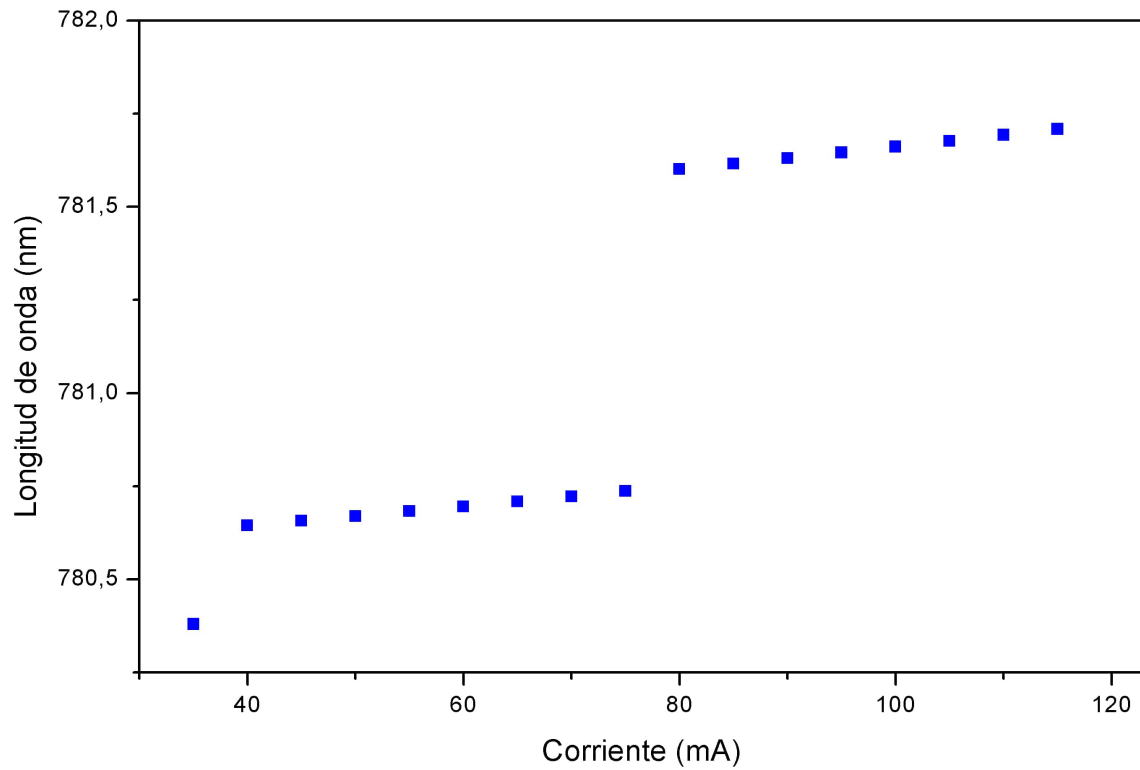


Figura 5.2: Longitud de onda de la luz emitida por el láser esclavo respecto a su corriente aplicada.

## 5.2. Inyección láser

Para realizar una adecuada inyección láser, debemos enviar la luz del láser maestro hacia el medio activo del diodo esclavo en donde se encuentra su cavidad. Una manera de asegurarnos de que la luz que queremos inyectar llegue a la cavidad del diodo es superponiendo los dos haces, el del láser maestro y el del láser esclavo por una distancia larga. En este caso hicimos coincidir por completo ambos haces por un camino de aproximadamente 70 cm.

La alineación del arreglo es crucial para lograr una inyección estable. Describo el procedimiento para esta alineación a continuación. Primero debemos alinear la montura del láser esclavo con el aislador óptico, de manera que el haz pase a través del aislador óptico. Para esto utilizamos los tornillos de la montura donde está montado el laser esclavo y el espejo E2 (figura 4.6).

Después debemos colocar el cubo de salida del aislador en dirección horizontal respecto al arreglo óptico. Una vez hecho esto hay que dirigir la luz del láser maestro hacia la lente del láser esclavo. Si la luz del maestro se encuentra cerca del centro de la lente, se puede ver el reflejo de esta misma luz que regresa por el mismo camino óptico y pasa por el aislador, donde es transmitido y podemos verla más allá del espejo (E3). En este punto podremos ver los dos haces, el que emite el láser esclavo y el láser maestro que es reflejado. Moviendo los tornillos de la montura de la fibra de entrada y el espejo E1 hacemos coincidir ambos haces.

Una vez que tenemos ambos haces coincidiendo, observamos la señal de la cavidad Fabry-Pérot en el osciloscopio. En el espectro hay dos máximos, que corresponden a cada uno de los láseres. Podemos diferenciar fácilmente ambos: la señal que corresponde al láser maestro es la más pequeña de las dos y no cambia de frecuencia (esto es, debido a que se encuentra anclado a una referencia atómica). La señal del laser esclavo es la más grande, además de que tiene variaciones en frecuencia. En la figura 5.3 a), muestro un ejemplo de la señal de la cavidad en ese punto.

Si modificamos la corriente de alimentación del diodo y su temperatura, a medida que nos acercamos a los parámetros adecuados de inyección el máximo correspondiente al láser maestro aumenta. Esto se muestra en la figura 5.3 b) y c). Al alcanzar dichos parámetros, el máximo correspondiente al láser esclavo desaparece y sólo tenemos un máximo, en el lugar donde se encontraba la señal del maestro. En este punto es cuando se logra inyectar luz del láser maestro en el esclavo, figura 5.3 d). Este comportamiento corresponde al descrito en la sección 3.3 y en particular con la gráfica 3.3, donde tenemos un intervalo en el que el cambio es continuo y gradual, hasta que llegamos al intervalo de inyección, donde súbitamente sólo tenemos luz con la frecuencia del láser maestro.

Los parámetros donde se obtiene una inyección estable no son únicos, así que tenemos libertad de elegir los que más nos convengan. Existen varios criterios con los cuales elegimos la corriente de alimentación y la temperatura adecuada. En el caso de la corriente necesitamos considerar un valor

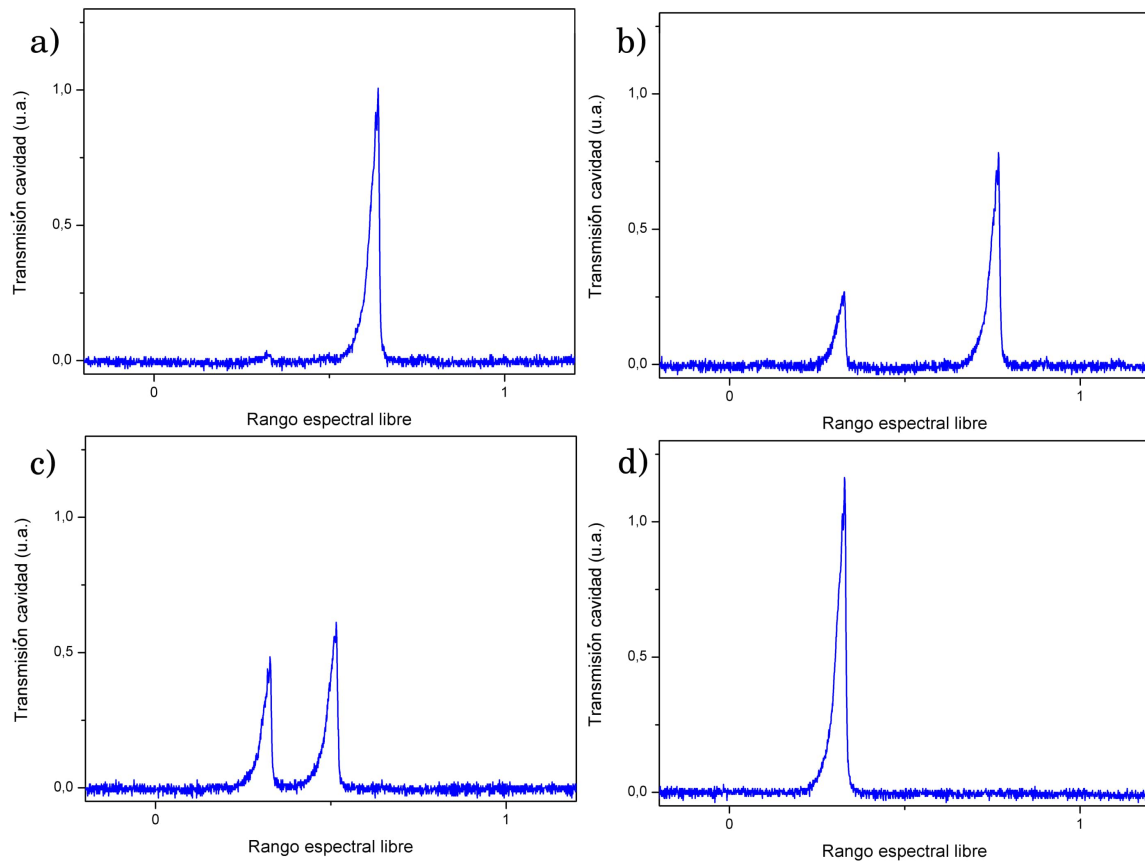


Figura 5.3: Etapas de la inyección láser que podemos ver en la señal de la cavidad Fabry-Pérot: a) Podemos ver dos picos en el espectro que corresponden a la frecuencia del láser esclavo y del láser maestro. b) y c) al modificar los parámetros de operación acercándonos a los óptimos, el máximo correspondiente al láser maestro crece d) el pico del láser esclavo desaparece y sólo tenemos un máximo, en el lugar donde se encontraba el láser maestro. En este punto se logra la inyección.

para el cual la potencia de la luz que emite el diodo sea suficiente para enviarla a un experimento, además de evitar los saltos de modo de la figura 5.2.

En el caso de la temperatura necesitamos tomar en cuenta la temperatura ambiental del laboratorio ( $21^{\circ}\text{C}$ ), ya que la diferencia entre estas temperaturas no debe ser muy grande. Si esta diferencia es grande, puede provocar condensación dentro del diodo, inutilizándolo.

Otro punto importante para considerar es que nuestro mecanismo de control de temperatura, que consta de una celda peltier y un disipador, no tiene capacidad para eliminar mucho calor. Puede mantener el sistema alrededor de  $18.80^{\circ}\text{C}$ , pero, por ejemplo, si hay una persona trabajando cerca del arreglo óptico, ésta le transmite calor al sistema y el disipador se vuelve insuficiente para mantener la temperatura. Una posible solución para este problema es predeterminar una temperatura más alta. Otra posible solución es colocar un disipador más grande.

Los parámetros elegidos fueron  $T = 18.80^{\circ}\text{C}$  y  $I = 97.0\text{ mA}$ . Con estos parámetros logramos observar inyección con  $0.5\text{ mW}$  del láser maestro, pero para tener una inyección estable necesitamos mayor potencia. Al inyectarle al láser esclavo  $4.1\text{ mW}$  de luz del maestro logramos que el láser permaneciera inyectado en un intervalo de  $\pm 2.5\text{ mA}$  de corriente. Durante un día de trabajo no es necesario realinear el láser esclavo, ya que se mantiene inyectado.

### 5.3. Circuito de microondas

A continuación presento la potencia de la señal que emite el circuito de microondas en función de la frecuencia. Esta potencia se mide en dos etapas distintas del circuito, después del mezclador de frecuencias y después del amplificador (ver figura 4.7).

Hicimos estas dos mediciones conectando la salida del circuito de microondas con el puerto 2 del analizador de redes Rohde & Schwartz (ver figura A.2), en modo analizador de espectros. Dado que las potencias de la señal son menores a  $20\text{dBm}$  ( $0.1\text{ mW}$ ), no necesitamos colocar atenuadores entre el circuito y el analizador. En las siguientes figuras encontramos la respuesta del circuito para todo el rango de frecuencias que éste puede proporcionar. Elegimos intervalos de  $0.5\text{ GHz}$  para abarcar dicho rango.



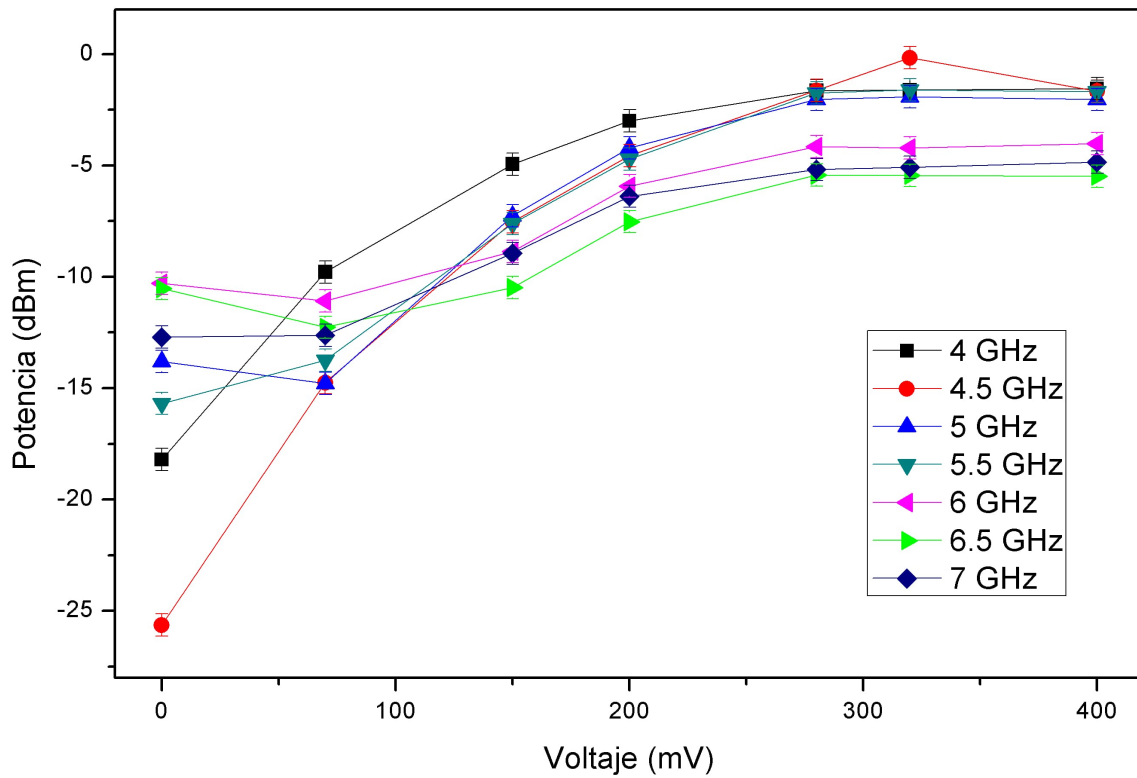


Figura 5.4: Potencia de salida de la señal de microondas después del mezclador de frecuencias, para distintos valores del voltaje suministrado en el mezclador, y distintas frecuencias.

El error asociado a cada una de estas mediciones es  $\pm 0.5$  dBm, dado que la señal que emite el sintetizador de frecuencias tiene variaciones a lo largo del tiempo iguales a esta cantidad. Éste es el intervalo proporcionado por el proveedor, que confirmamos experimentalmente.

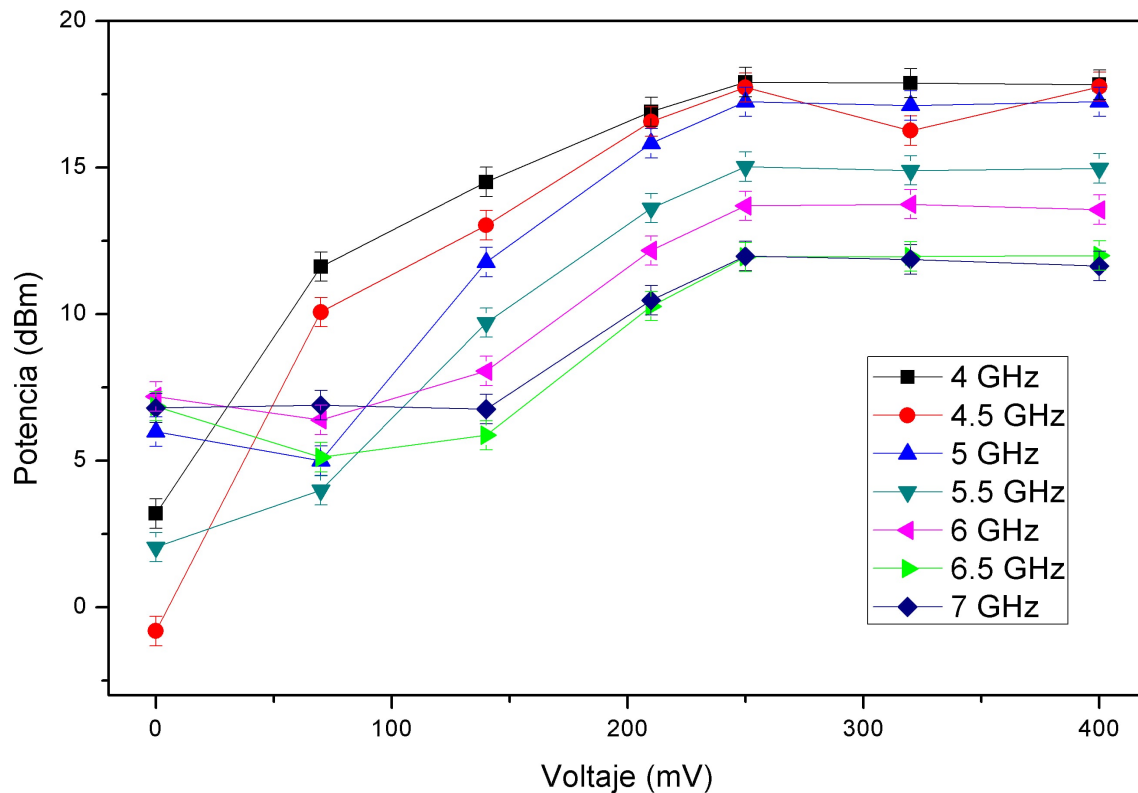


Figura 5.5: Potencia de salida de la señal de microondas después del amplificador, para distintos valores del voltaje suministrado en el mezclador, y distintas frecuencias.

Notamos que el comportamiento en ambos casos para las mismas frecuencias es similar, con lo cual podemos concluir que nos encontramos en el intervalo lineal del amplificador mencionado en 4.3.3.

En el apéndice D hay algunas gráficas obtenidas directamente del analizador de espectro, así como instrucciones generales para obtenerlas. De ellas recabamos información correspondiente a las figuras anteriores. Incluyo algunos de esos espectros, ya que pueden ser útiles para verificar la operación adecuada del circuito.

### 5.4. Bandas laterales en el espectro de frecuencias

Cuando el láser esclavo se encuentra inyectado, al encender el circuito de microondas y modular la corriente de alimentación se generan bandas laterales en su espectro de frecuencias, como las descritas en la sección 3.3.

Una de las características importantes del sistema que nos interesa conocer es la cantidad de luz disponible de las bandas laterales. Los espectros de la cavidad Fabry-Pérot nos proporcionan información al respecto, ya que al tener un fotodetector al final de la cavidad, éste nos entrega un voltaje proporcional a la cantidad de luz que recibe, por lo tanto, el espectro tiene información directa de las intensidades de las correspondientes frecuencias. Con esto, si conocemos la intensidad del orden cero, podemos determinar las demás intensidades. Las alturas que reporto en esta sección de las bandas laterales serán relativas a la altura de la señal de la frecuencia central.

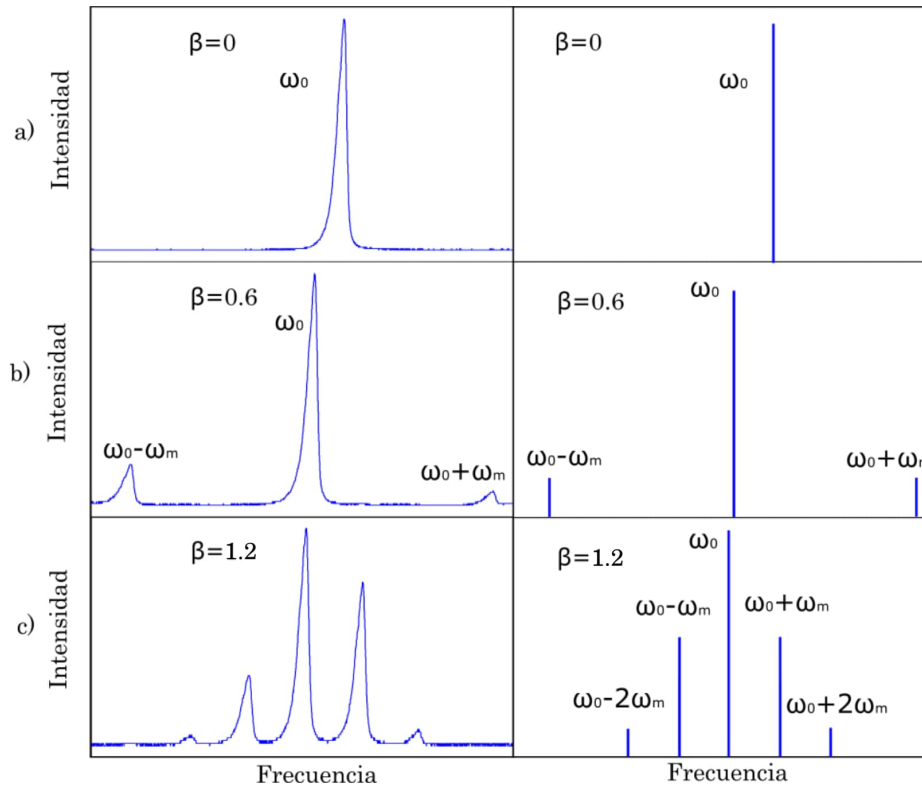


Figura 5.6: Espectro de la cavidad Fabry-Pérot (izquierda) y espectro de frecuencias teórico (derecha) para tres distintos índices de modulación  $\beta$ . La frecuencia de modulación fue 6.834 GHz. Dado que los espectros experimentales son asimétricos, hicimos un promedio entre los órdenes correspondientes para poder asignar un índice de modulación  $\beta$ .

Podemos notar en la gráfica que las bandas laterales generadas por la modulación son asimétricas. Esto puede deberse a la señal DC que enviamos por el mezclador; el DAC podría enviar en lugar de una señal constante, una señal con alguna modulación en su amplitud. Podría agregarse en el futuro algún mecanismo para modular la amplitud de la señal de entrada, para así controlar las proporciones de las bandas laterales.

Como discutimos en la sección 3.3 el índice de modulación  $\beta$  es difícil de calcular teóricamente, pero podemos inferirlo usando los espectros de frecuencia que tenemos. Dado que el tratamiento teórico de la sección 3.3 utiliza sólo modulación de frecuencia, es decir, bandas laterales simétricas, podemos promediar el valor de las bandas del mismo orden y asignamos ese promedio a cada caso. Después, comparamos ese valor con la altura correspondiente de la banda lateral con orden  $n = 1$  de distintos índices de modulación usando una tabla similar a 3.1. El valor de  $\beta$  más cercano al promedio calculado es el que asignamos para cada caso de 5.6.

En la gráfica 5.7 muestro el cambio de las alturas de las bandas laterales de orden  $n=1$  en función del voltaje continuo suministrado al mezclador de frecuencias. Realizamos esta caracterización cerca de 6.8 GHz ya que este valor es de nuestro particular interés para excitar múltiples transiciones atómicas en rubidio 87 con nuestro láser esclavo (ver figura 2.2). Esta gráfica tiene un error asociado de 4%, que es el promedio de la variación observada en la señal de la cavidad a lo largo del tiempo.

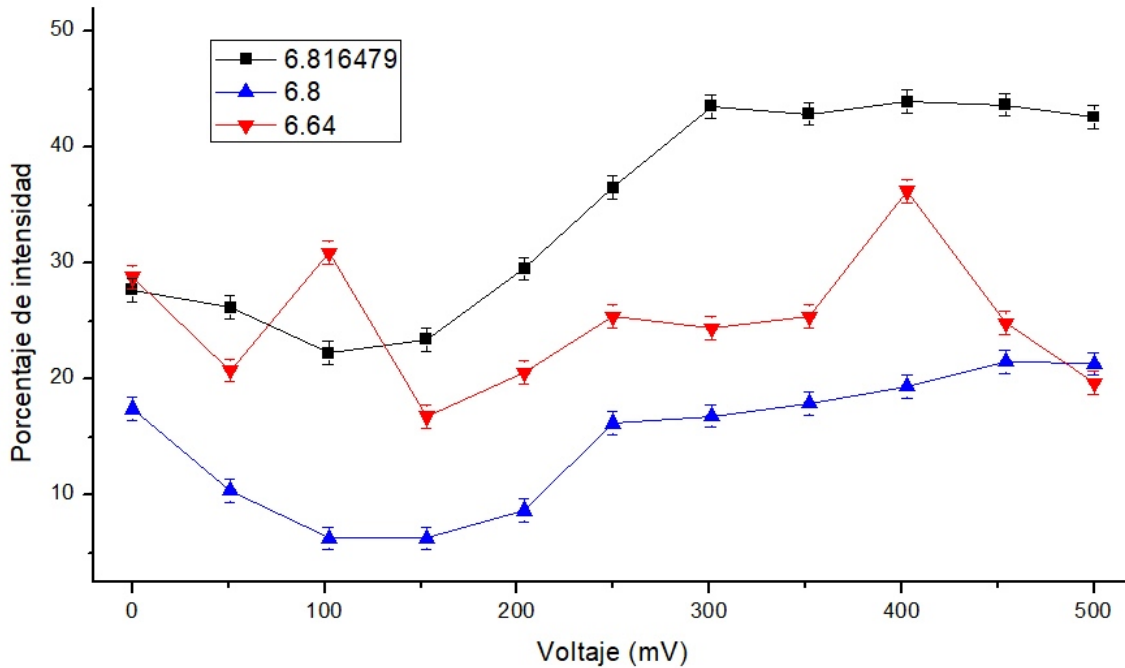


Figura 5.7: Altura relativa de bandas laterales en función del voltaje DC del mezclador de frecuencias. Muestra cómo cambia la altura de la banda positiva para frecuencias cercanas a 6.8 GHz.

En la figura 5.7 podemos notar que pese a ser frecuencias cercanas (una diferencia entre ellas de aproximadamente 16 MHz y 160 MHz respectivamente) la respuesta que tiene cada una frente a cambios del voltaje directo en el mezclador es sustancialmente distinta; para 6.8 GHz tenemos un mínimo alrededor de 120 mV y a partir de ese punto aumenta. La respuesta de 6.816479 GHz es similar a la anterior, pero recorrida aproximadamente 15 % hacia arriba. Sin embargo, la respuesta de 6.64 GHz es sustancialmente distinta. Incluso tiene una caída después de 400 mV. Es importante considerar este efecto en el sistema y por ello, es recomendable hacer una caracterización detallada según la frecuencia que se quiera usar.

Esta diferencia entre las respuestas podría deberse a los diodos rápidos dentro del mezclador de frecuencias, mencionados en 4.3.2. Al enviar una corriente directa por una de las terminales del diodo, podríamos reducir la amplitud de la señal de microondas que pasa por la otra, y este efecto en principio depende de cada frecuencia.

El proceso anteriormente mencionado de asignación de índice de modulación  $\beta$  continuó para espectros tomados sobre todo el rango de frecuencias que el circuito de microondas puede generar. Buscamos las condiciones de voltaje en el mezclador de frecuencias para las cuales obtenemos la mayor altura de las bandas laterales, y por lo tanto el índice de modulación más grande.

En la figura 5.8 muestro los valores máximos de  $\beta$  que el circuito puede lograr. Hicimos un barrido más detallado cerca de 6.8 GHz dada la relevancia anteriormente mencionada de esta frecuencia para el rubidio. El error asignado a cada valor corresponde a la propagación del error de las alturas de las bandas laterales.

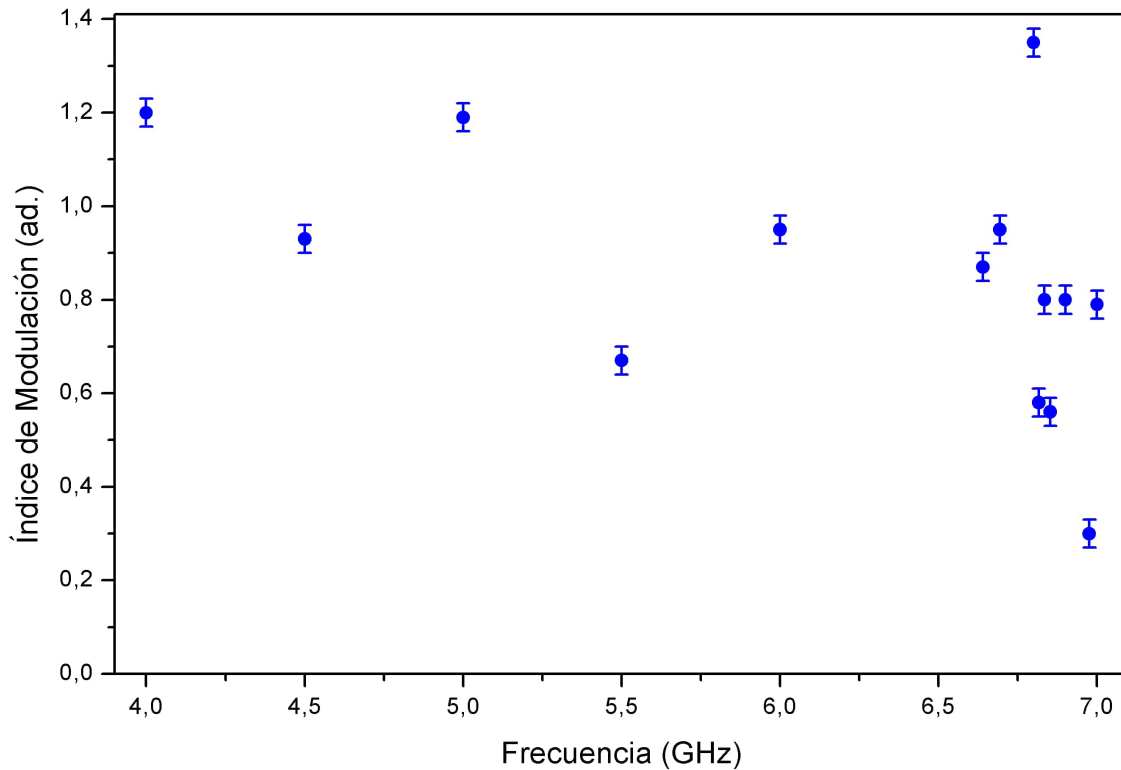


Figura 5.8: Índice de modulación  $\beta$  asignado para distintos valores de frecuencias que se pueden generar usando el circuito de microondas.

Notamos que cerca de 6.8, tenemos una variación considerable entre  $\beta$  de hasta 0.9, lo cual reafirma lo concluido en la figura 5.7 sobre las variaciones considerables que puede tener el sistema aún para frecuencias cercanas. También podemos ver que para todo el rango de frecuencias, tenemos un  $\beta$  de aproximadamente 0.8, lo cual corresponde a 19% de la intensidad del orden cero, suficiente para los experimentos mencionados.

## Capítulo 6

# Conclusiones y perspectivas

Construimos un láser esclavo capaz de amplificar luz estabilizada a una transición atómica del rubidio. Usando alrededor de 4 mW nuestro esclavo puede producir 60 mW de luz con las mismas características.

Nuestro circuito de microondas produce una señal de 4 a 8 GHz y alrededor de 50 mW de potencia, que conectado al láser esclavo produce bandas laterales en su espectro de frecuencias. Dichas bandas tienen una intensidad relativa respecto a la central en promedio de 15% y hasta 40%. El cambio en la altura relativa de las bandas depende del voltaje suministrado en el mezclador de frecuencias. Este voltaje cambia en pasos de 4 mV (valor que se puede cambiar, modificando el programa de control), que se traduce en un cambio altura relativa de las bandas desde 0.4% hasta 0.03% dependiendo las condiciones, la respuesta del sistema está mostrado en la gráfica 5.6 para algunas frecuencias. En algunos casos, el segundo orden de bandas también tiene una intensidad comparable con los demás, se forma entonces un peine de frecuencias.

El presente trabajo es un primer paso para futuros experimentos en el Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica. Este sistema proporciona una herramienta para excitar más de una transición atómica, además de tener un peine de frecuencias

Hay experimentos de memorias cuánticas [6], almacenamiento de estados coherentes de luz [8], creación de haces correlacionados cuánticamente a través de mezclado de cuatro ondas en vapor de rubidio [7] donde se utilizan un nivel de energía doble lambda (6.1). Nuestro sistema es capaz de proporcionar dichas frecuencias, así que en el futuro podríamos realizar experimentos similares usando nuestro láser esclavo. Además de los mencionados anteriormente podemos hacer una trampa magneto-óptica de rubidio con esta luz, ya que el sistema es capaz de proporcionar la luz de enfriamiento y de rebombeo (indicadas en la figura 2.1 y 2.2).

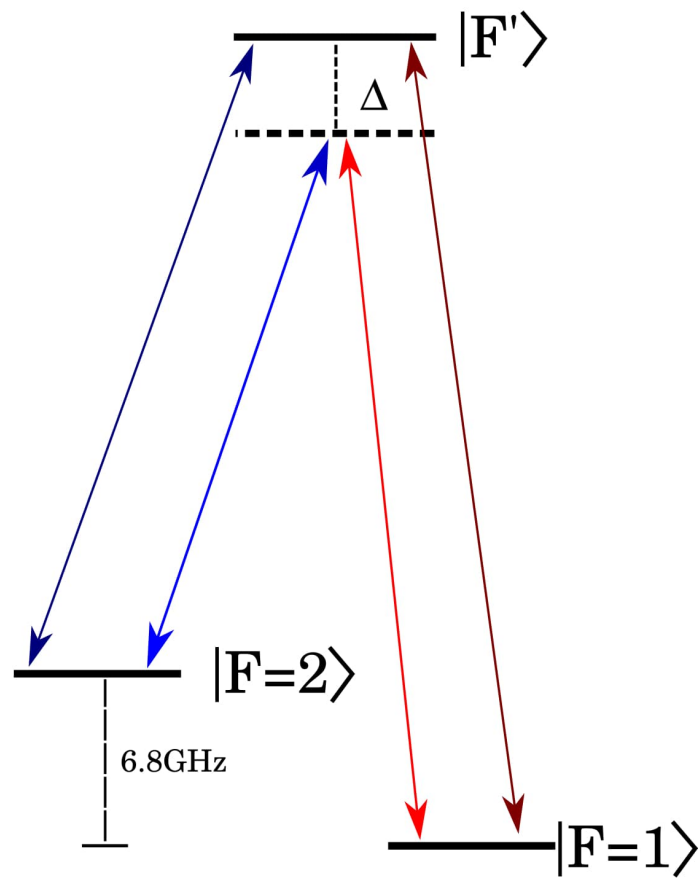


Figura 6.1: Diagrama de niveles de energía para experimentos de mezclado de cuatro ondas en configuración  $\lambda$ .  $F'$  es algún estado excitado de la línea D2 del Rubidio 87, por ejemplo  $F' = 2$  para [6] [7] y  $F' = 3$  para [8].



# Bibliografía

- [1] Daniel A Steck. Rubidium 87 d line data, 2001.
- [2] Carl E Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Review of scientific instruments*, 62(1):1–20, 1991.
- [3] A.E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [4] Carl J Buczek, Robert J Freiberg, and ML Skolnick. Laser injection locking. *Proceedings of the IEEE*, 61(10):1411–1431, 1973.
- [5] D.M. Pozar. *Microwave Engineering, 4th Edition*. Wiley, 2011.
- [6] Boris Albrecht, Pau Farrera, Georg Heinze, Matteo Cristiani, and Hugues de Riedmatten. Controlled rephasing of single collective spin excitations in a cold atomic quantum memory. *Physical review letters*, 115(16):160501, 2015.
- [7] Raphael C Pooser, Alberto M Marino, V Boyer, Kevin M Jones, and Paul D Lett. Quantum correlated light beams from non-degenerate four-wave mixing in an atomic vapor: the d1 and d2 lines of 85 rb and 87 rb. *Optics express*, 17(19):16722–16730, 2009.
- [8] YO Dudin, L Li, and A Kuzmich. Light storage on the time scale of a minute. *Physical Review A*, 87(3):031801, 2013.
- [9] JL Hirshfield and VL Granatstein. The electron cyclotron maser—an historical survey. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 25(6):522–527, 1977.
- [10] Arthur L Schawlow and Charles H Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6):1940, 1958.
- [11] C Wieman and Th W Hänsch. Doppler-free laser polarization spectroscopy. *Physical Review Letters*, 36(20):1170, 1976.
- [12] F Nez, F Biraben, R. Felder, and Y Millerioux. Optical frequency determination of the hyperfine components of the 5s<sub>1/2</sub>-5d<sub>3/2</sub> two-photon transitions in rubidium. *Optics communications*, 102(5-6):432–438, 1993.

- 
- [13] CP Pearman, CS Adams, SG Cox, PF Griffin, DA Smith, and IG Hughes. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 35(24):5141, 2002.
- [14] Steven Chu, Leo Hollberg, John E Bjorkholm, Alex Cable, and Arthur Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical review letters*, 55(1):48, 1985.
- [15] VI Balykin, VS Letokhov, and VI Mushin. Observation of the cooling of free sodium atoms in a resonance laser field with a scanning frequency. *JETP lett*, 29(10):560–564, 1979.
- [16] William D Phillips. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Reviews of Modern Physics*, 70(3):721, 1998.
- [17] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-einstein condensation and the atom laser. *Reviews of Modern Physics*, 74(4):1131, 2002.
- [18] John L Hall. Nobel lecture: Defining and measuring optical frequencies. *Reviews of Modern Physics*, 78(4):1279, 2006.
- [19] Serge Haroche. Nobel lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary. *Reviews of Modern Physics*, 85(3):1083, 2013.
- [20] A Kuzmich, WP Bowen, AD Boozer, A Boca, CW Chou, L-M Duan, and HJ Kimble. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, 423(6941):731, 2003.
- [21] Young-Wook Cho, Kwang-Kyoon Park, Jong-Chan Lee, and Yoon-Ho Kim. Generation of nonclassical narrowband photon pairs from a cold rubidium cloud. *Journal of the Korean Physical Society*, 63(4):943–950, 2013.
- [22] Alexander M Akulshin, Russell J McLean, Andrei I Sidorov, and Peter Hannaford. Coherent and collimated blue light generated by four-wave mixing in rb vapour. *Optics express*, 17(25):22861–22870, 2009.
- [23] Qun-Feng Chen, Bao-Sen Shi, Min Feng, Yong-Sheng Zhang, and Guang-Can Guo. Non-degenerate nonclassical photon pairs in a hot atomic ensemble. *Optics express*, 16(26):21708–21713, 2008.
- [24] RT Willis, FE Becerra, LA Orozco, and SL Rolston. Correlated photon pairs generated from a warm atomic ensemble. *Physical Review A*, 82(5):053842, 2010.
- [25] D Sesko, CG Fan, and Carl E Wieman. Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling. *JOSA B*, 5(6):1225–1227, 1988.

- [26] U Schünemann, H Engler, M Zielonkowski, M Weidemüller, and R Grimm. Magneto-optic trapping of lithium using semiconductor lasers. *Optics Communications*, 158(1-6):263–272, 1998.
- [27] Paul Feng and Thad Walker. Inexpensive diode laser microwave modulation for atom trapping. *American Journal of Physics*, 63(10):905–908, 1995.
- [28] KC Harvey and CJ Myatt. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Optics letters*, 16(12):910–912, 1991.
- [29] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [30] Robert A Nyman, Gaël Varoquaux, Brice Villier, Delphine Sacchet, Frédéric Moron, Yann Le Coq, Alain Aspect, and Philippe Bouyer. Tapered-amplified antireflection-coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics experiments. *Review of Scientific Instruments*, 77(3):033105, 2006.
- [31] Robert Adler. A study of locking phenomena in oscillators. *Proceedings of the IEEE*, 61(10):1380–1385, 1973.
- [32] L. de la Peña. *Introducción a la mecánica cuántica / Introduction to Quantum Mechanics*. Ediciones Científicas Universitarias / Scientific Publishing University. Fondo De Cultura Economica USA, 2010.
- [33] <http://www.advr-inc.com/modulators.html>. Advr-inc. proveedores de moduladores de fibra, january 2018.
- [34] Daniel Sahagun, Vasiliki Bolpasi, and Wolf von Klitzing. A simple and highly reliable laser system with microwave generated repumping light for cold atom experiments. *Optics Communications*, 290:110–114, 2013.
- [35] PN Melentiev, MV Subbotin, and VI Balykin. Simple and effective modulation of diode lasers. *LASER PHYSICS-LAWRENCE-*, 11(8):891–896, 2001.
- [36] 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.
- [37] S.S. Haykin and M. Moher. *Introduction to analog and digital communications*. Wiley, 2007.
- [38] Soichi Kobayashi, Yoshihisa Yamamoto, Minoru Ito, and Tatsuya Kimura. Direct frequency modulation in algaas semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(4):582–595, 1982.
- [39] G.B. Arfken, H.J. Weber, and F.E. Harris. *Mathematical Methods for Physicists: A Comprehensive Guide*. YBP Print DDA. Elsevier, 2013.

- 
- [40] DJ McCarron. A guide to acousto-optic modulators. : *<http://massey.dur.ac.uk/resources/slcornish/AOMGuide.pdf>*, 2007.
- [41] <http://www.naylampmechatronics.com/blog/37comunicaciArduino.html>, mayo2017.

## Apéndice A

# Microondas

El término *Microondas* se refiere a radiación electromagnética cuyas frecuencias se encuentran en el intervalo de 300 MHz hasta 300 GHz. Estas frecuencias corresponden a longitudes de onda desde 1 m hasta 1 mm (utilizando la relación  $c = \lambda \nu$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $\lambda$  es la longitud de onda y  $\nu$  es la frecuencia). Esta parte del espectro electromagnético es un área ampliamente estudiada. Se inició con el estudio de los radares y actualmente se utiliza en: transmisiones de televisión, sistema de posicionamiento global (GPS), comunicación satelital, entre otros. En este intervalo de frecuencias se encuentra también la diferencia entre las transiciones de enfriamiento y rebombeo para el átomo de rubidio (Ver figura 2.1 y 2.2)

Las reglas de los circuitos electrónicos de baja frecuencia no se pueden aplicar directamente a estas frecuencias. Una de las razones es que la longitud de onda va desde los milímetros a un metro aproximadamente, lo cual hace que las dimensiones de los elementos del circuito sean comparables con la longitud de onda de las señales, y así ocurren variaciones de corriente, fase u otros parámetros que dependen fuertemente de la distancia que recorren dentro de los dispositivos del circuito [5], lo cual no ocurre para bajas frecuencias, donde los elementos se consideran como puntuales.

Para el análisis del comportamiento de circuitos electrónicos a altas frecuencias en principio se necesitan resolver a las ecuaciones de Maxwell. Esto resulta regularmente muy complicado, además de ineficiente, ya que para la mayoría de los fines prácticos, no se necesita conocer el campo eléctrico o magnético del sistema para todos los puntos en el espacio, sino basta con saber la medida de algún parámetro importante en un punto dado o comportamientos típicos del sistema. Esto da lugar al origen de un análisis por secciones llamado *análisis de redes de microondas* [5].

El análisis de redes de microondas consiste en resolver las ecuaciones de Maxwell para algunas partes o elementos del circuito por separado, encontrar para estos casos parámetros que caractericen adecuadamente al sistema y una vez que se sabe este comportamiento, se procede a analizar el

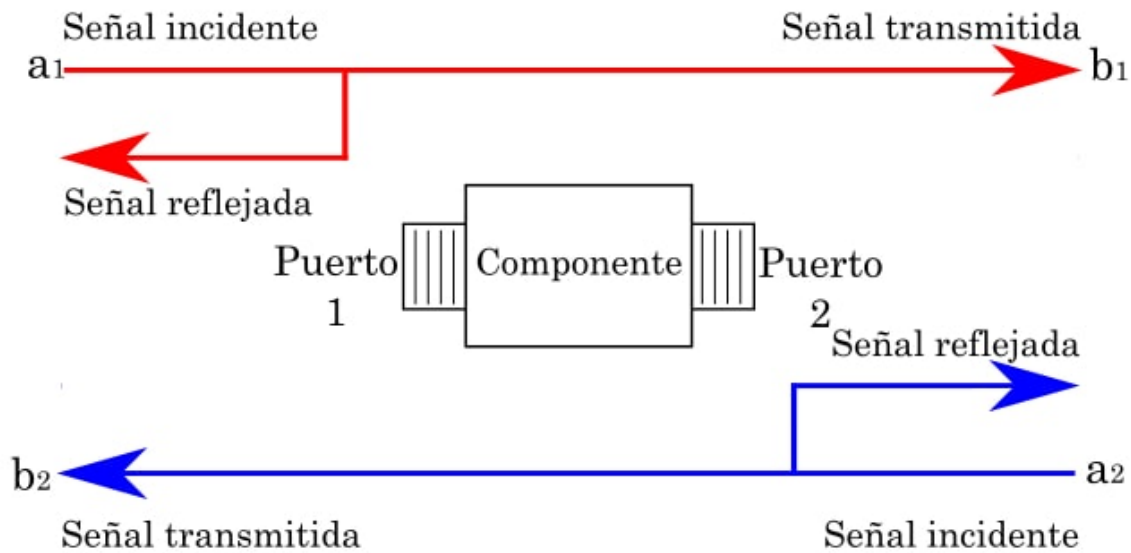


Figura A.1: Diagrama de los posibles casos cuando enviamos una señal por una de las entradas de un componente de un circuito de microondas con dos puertos. Etiquetamos cada una de las señales como  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$  y  $b_2$ .

sistema uniendo el comportamiento de cada una de sus partes.

En general, consideremos un elemento de dos puertos dentro de un circuito de microondas. En el caso más simple, este elemento recibirá una señal, modificará sus propiedades y obtendremos una señal de salida. También debemos tomar en cuenta que, en general, parte de la onda que mandamos puede reflejarse por el puerto de entrada, así como la parte de la onda que sale puede reflejarse más adelante y entrar por la salida del componente. La figura A.1 muestra un diagrama en general de estos posibles casos.

Existen varios parámetros que utilizan distintas propiedades de la señal para caracterizar un módulo de microondas, los parámetros más usados en la caracterización de redes de microondas son los parámetros  $S$ .

Los parámetros  $S$  son cocientes entre potencias medidas en los puertos. Estos parámetros tienen la ventaja de que las medidas de potencia se pueden hacer con facilidad. Dado el diagrama A.1, si enviamos una señal al componente con potencia  $a_1$  tomamos como  $a_2$ ,  $b_1$  y  $b_2$  las correspondientes

potencias medidas donde se indica en la figura, los parámetros  $S$  se definen como:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}; \quad S_{12} = \frac{b_1}{a_1}; \quad S_{21} = \frac{b_2}{a_1}; \quad S_{22} = \frac{b_2}{a_2}$$

El parámetro  $S_{11}$  representa la reflexión de la señal. El parámetro  $S_{21}$  representa la transmisión de la señal.  $S_{12}$  nos indica el aislamiento que tiene el componente, es decir, qué tanto impide el paso de una señal que entre por el puerto 2.  $S_{22}$  representa la reflexión en el puerto de salida.

Estos parámetros en ocasiones se pueden relacionar directamente con características importantes de algún componente, como por ejemplo el parámetro  $S_{21}$  en un amplificador nos muestra la ganancia, y también representa la pérdida de potencia en un cable o atenuador.

Para nuestro caso, los parámetros de reflexión  $S_{11}$  y  $S_{22}$  no fueron relevantes, ya que están asociados con el emparejamiento de impedancias entre los componentes del circuito [5] y como todos nuestros módulos fueron adquiridos con una impedancia en sus puertos de  $50 \Omega$ ,  $S_{11}$  y  $S_{22}$  son esencialmente cero. El parámetro  $S_{12}$  tampoco es importante, ya que el fabricante nos proporciona una medida de aislamiento de cada módulo.

El parámetro de transmisión  $S_{21}$  fue el más relevante para construir nuestra fuente de microondas por dos razones: Primero, necesitábamos diseñar un circuito que alcanzara cierta potencia de salida, para observar el fenómeno de generación de bandas laterales. Nos basamos en [34] y en [35] para conocer dicha potencia. La segunda razón es que el fabricante de nuestros dispositivos menciona la potencia de entrada máxima en la hoja de especificaciones. Si se excede este nivel, el funcionamiento del componente puede no ser el mejor, o incluso podemos dañarlo. Por eso es importante saber la potencia que se tiene en cada etapa del circuito.

Usando un analizador de redes se pueden medir directamente los parámetros  $S$ . Un analizador de redes es un aparato con dos terminales de entrada que cuenta con un generador de señales de microondas dentro, que es capaz de medir la respuesta de algún componente de dos puertos que se conecte a él. Los analizadores típicamente nos presentan una pantalla con una gráfica mostrando los valores del parámetro deseado contra la frecuencia de la señal.

El analizador de redes que usamos en este experimento es el modelo ZVL13 marca Rohde & Schwarz, cuyo rango de frecuencias va desde 9 kHz hasta 13.7 GHz. Éste también es un analizador de espectro, el cual nos muestra una gráfica de potencia contra frecuencia usando sólo uno de sus puertos (en el caso de nuestro analizador, el puerto 2). Con esto se puede caracterizar la señal proporcionada por una fuente, por ejemplo la de nuestro sintetizador de frecuencias en el circuito de microondas. En la figura A.2 podemos ver el panel frontal del analizador. Ahí se muestran las dos terminales de entrada, los botones de configuración y la pantalla donde se muestran las mediciones.

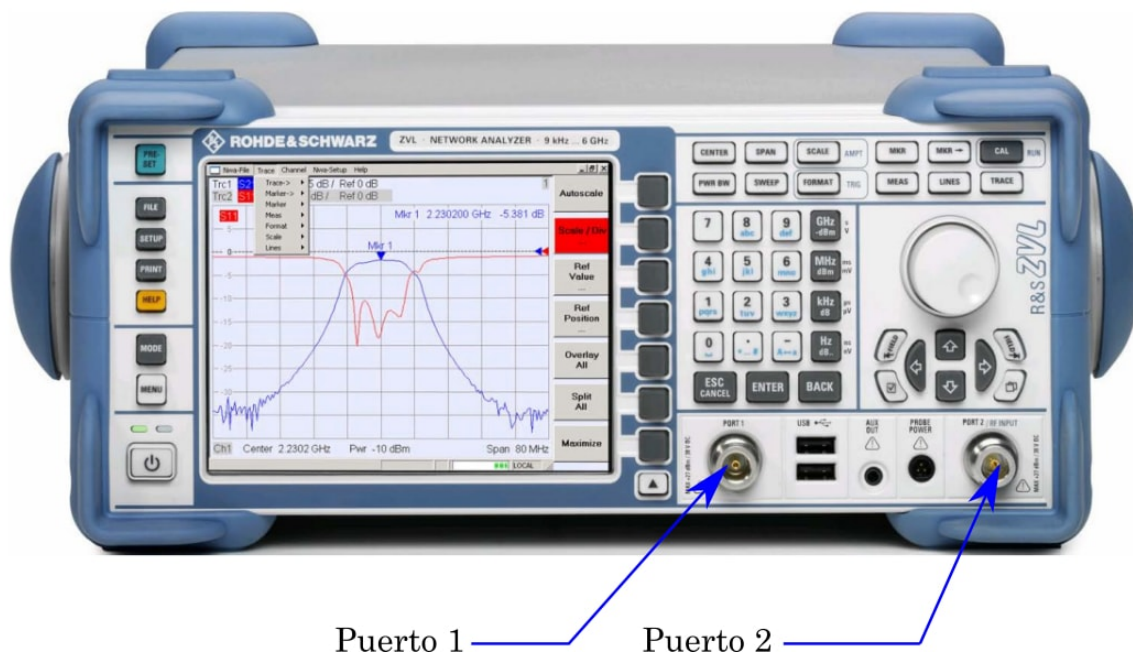


Figura A.2: Panel frontal del analizador de redes Rohde & Schwarz utilizado en este trabajo.

Para analizar los parámetros  $S$  de un componente como el de la figura A.1, debemos conectar el puerto 1 del componente con el puerto 1 del analizador y el puerto 2 del componente con el 2 del analizador. Si se requiere usar sólo el analizador de espectros, únicamente se conecta la salida del componente al puerto 2 del analizador.

Es importante considerar que la máxima potencia que acepta el analizador son +27 dBm (500 mW), por lo que si se quiere analizar una señal con mayor potencia, hay que colocar los atenuadores correspondientes entre el módulo de microondas y el analizador.

Las unidades típicas usadas tanto en los módulos de microondas, como en los analizadores de red son los *decibel-miliwatts* (dBm) [5]. Estas unidades están basadas en la razón  $R$  entre dos potencias  $P_1$  y  $P_2$  expresada en decibeles:

$$R = 10 \log_{10} \frac{P_1}{P_2} \text{ dB.}$$

Así, si hacemos  $P_2 = 1 \text{ mW}$ , tenemos que una potencia arbitraria  $P$  en mW se puede expresar como:

$$P = 10 \log_{10} \frac{P}{1 \text{ mW}} \text{ dBm.} \quad (\text{A.1})$$

Gracias al gran avance tecnológico en la electrónica de radiofrecuencia, dentro de la cual están contenidas las microondas, es posible obtener comercialmente diversos módulos y componentes



de microondas, sin necesidad de diseñar cada parte del circuito desde cero. Así, con conocimientos básicos en parámetros importantes del análisis de redes, se pueden elegir módulos de acuerdo a las necesidades de la señal de salida y construir un circuito adecuado para ello. Ése fue el caso de nuestro circuito.

## **Apéndice B**

### **Diseños de montura para diodo láser.**

A continuación incluyo los diseños de la montura que provee el soporte mecánico a nuestro láser esclavo descrito en la sección 4.1. Estos diseños fueron dibujados en colaboración con mi compañero Jorge Gerardo Acosta Montes, que también es estudiante asociado al Dr. Daniel Sahagún y colaborador en el laboratorio de átomos fríos y óptica cuántica del Instituto de Física. Se construyeron en el taller mecánico del Instituto de Física.

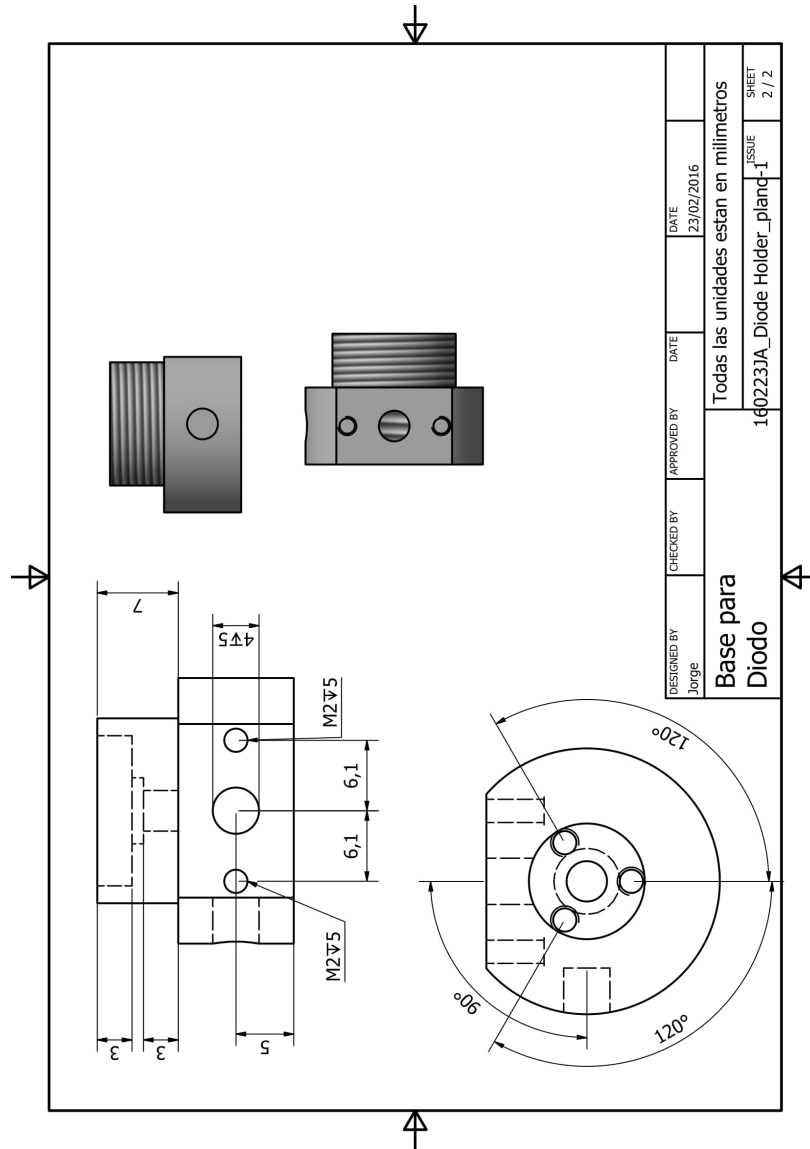


Figura B.1: Base construida en aluminio. Aquí montamos un diodo láser, atornillándolo a la base. Posee también una cuerda externa para atornillar el adaptador de lente B.3.

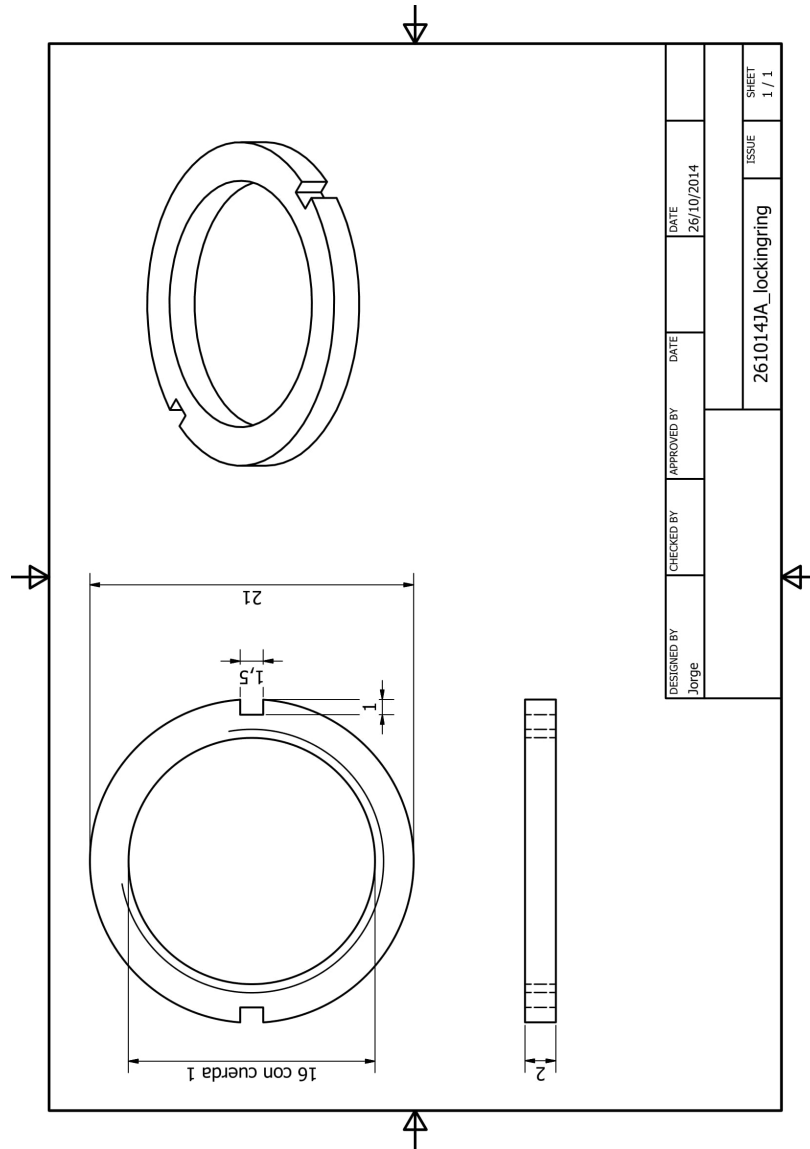


Figura B.2: Anillo sujetador construido en aluminio. Se atornilla también a la base B.1 y su función es fijar el adaptador de la lente una vez que ésta se encuentre a la distancia focal del láser.

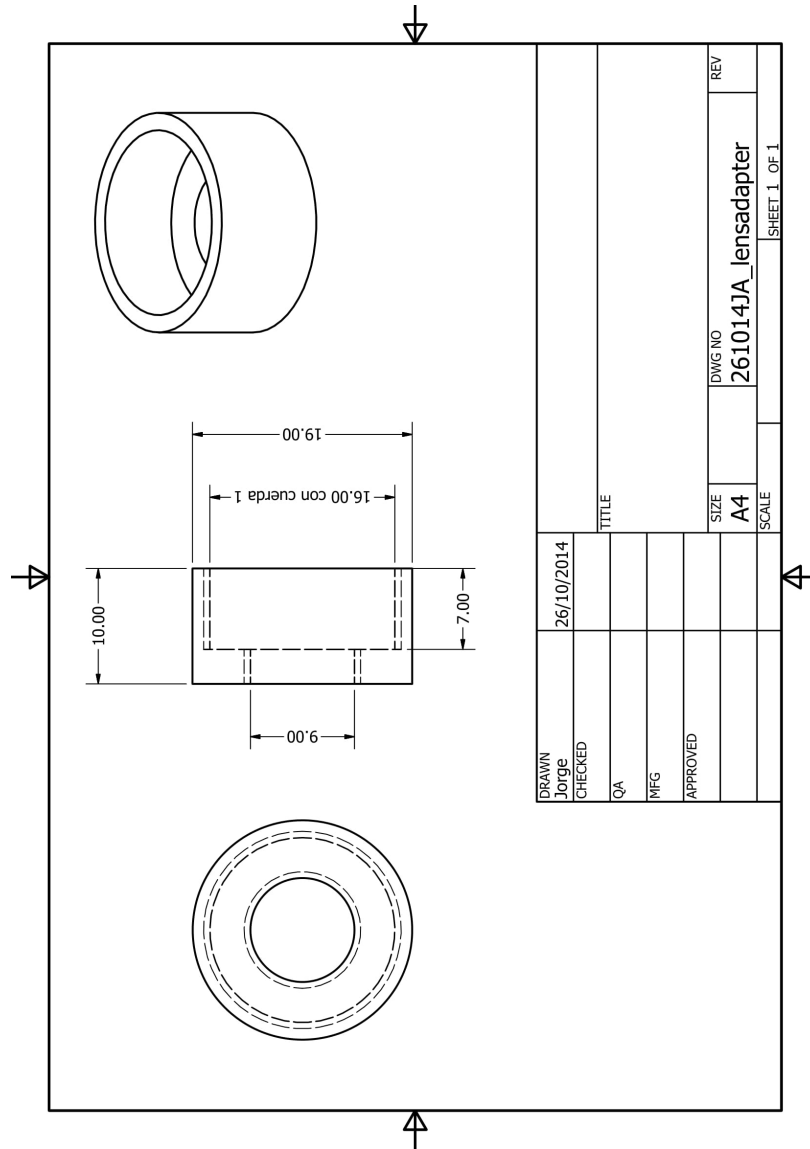


Figura B.3: Adaptador para lente de colimación construida en aluminio. Se atornilla aquí la lente esférica marca Thorlabs, modelo C230TMD-B y después a la base B.1.

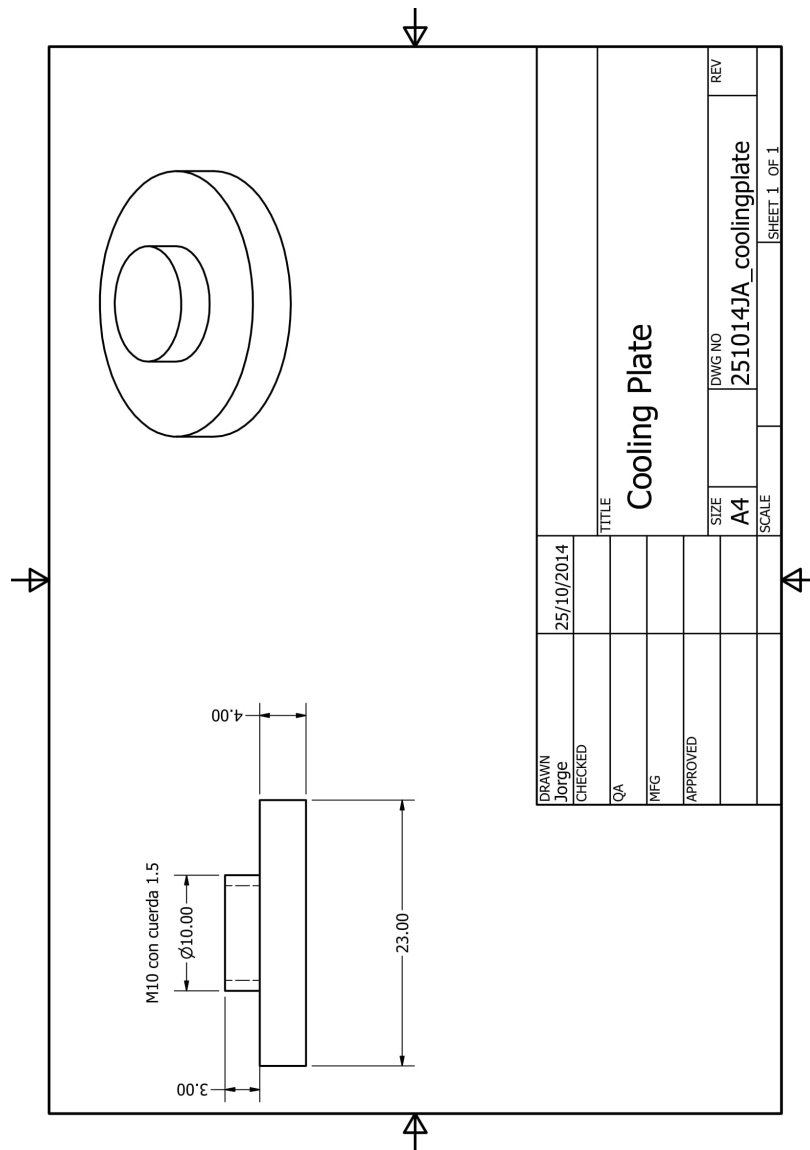


Figura B.4: Placa enfriadora construida en aluminio. Esta pieza está en contacto directo con el lado frío de la celda peltier (como describo en 4.1) y proporciona una interfaz entre la celda y el resto de la montura.

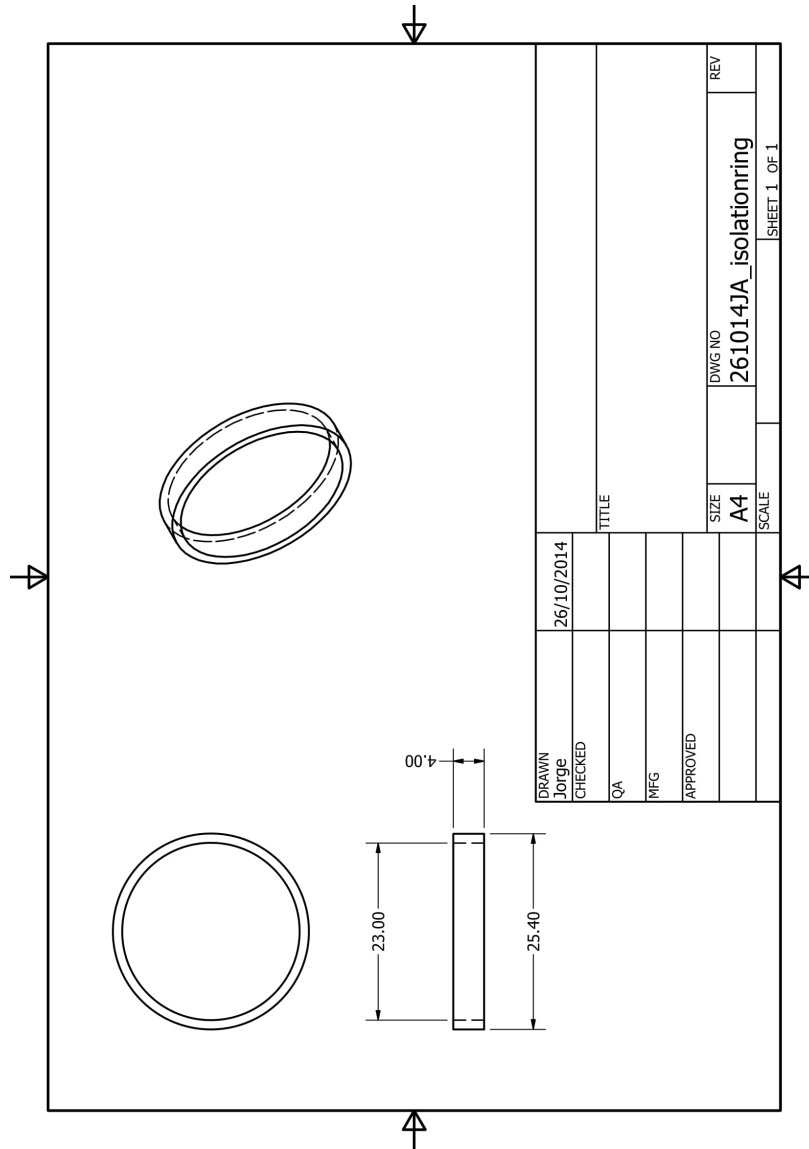


Figura B.5: Anillo construido en teflón. Este anillo aísla la montura de espejo de la base, para que se enfríe únicamente ésta, que es donde se encuentra el diodo.

## Apéndice C

# Circuitos electrónicos

A continuación presento diagramas de los circuitos impresos construidos para el control del circuito de microondas. El primer circuito C.1 está basado en un adaptador RS-485 para arduino [41].

El segundo circuito es el de control (figura C.2). Este circuito tiene varias funciones: alimentar al sintetizador de frecuencias de los +5 V y 450 mA necesarios para su funcionamiento. Se encarga también de enviarle la señal de control al sintetizador para cambiar la frecuencia. De igual manera tiene un convertidor de señal RS-485 para transformar de vuelta la instrucción de control y presentarla en una pantalla. Tiene también un codificador, cuya función es contar vueltas y dependiendo de éstas el arduino le envía una señal adecuada a un convertidor analógico a digital (DAC) para que genere el voltaje continuo necesario para el mezclador de frecuencias (ver sección 4.3).

En la figura C.3 y C.4 muestro una fotografía del montaje final de cada circuito. Construimos un par de cajas de acrílico para contener a los circuitos



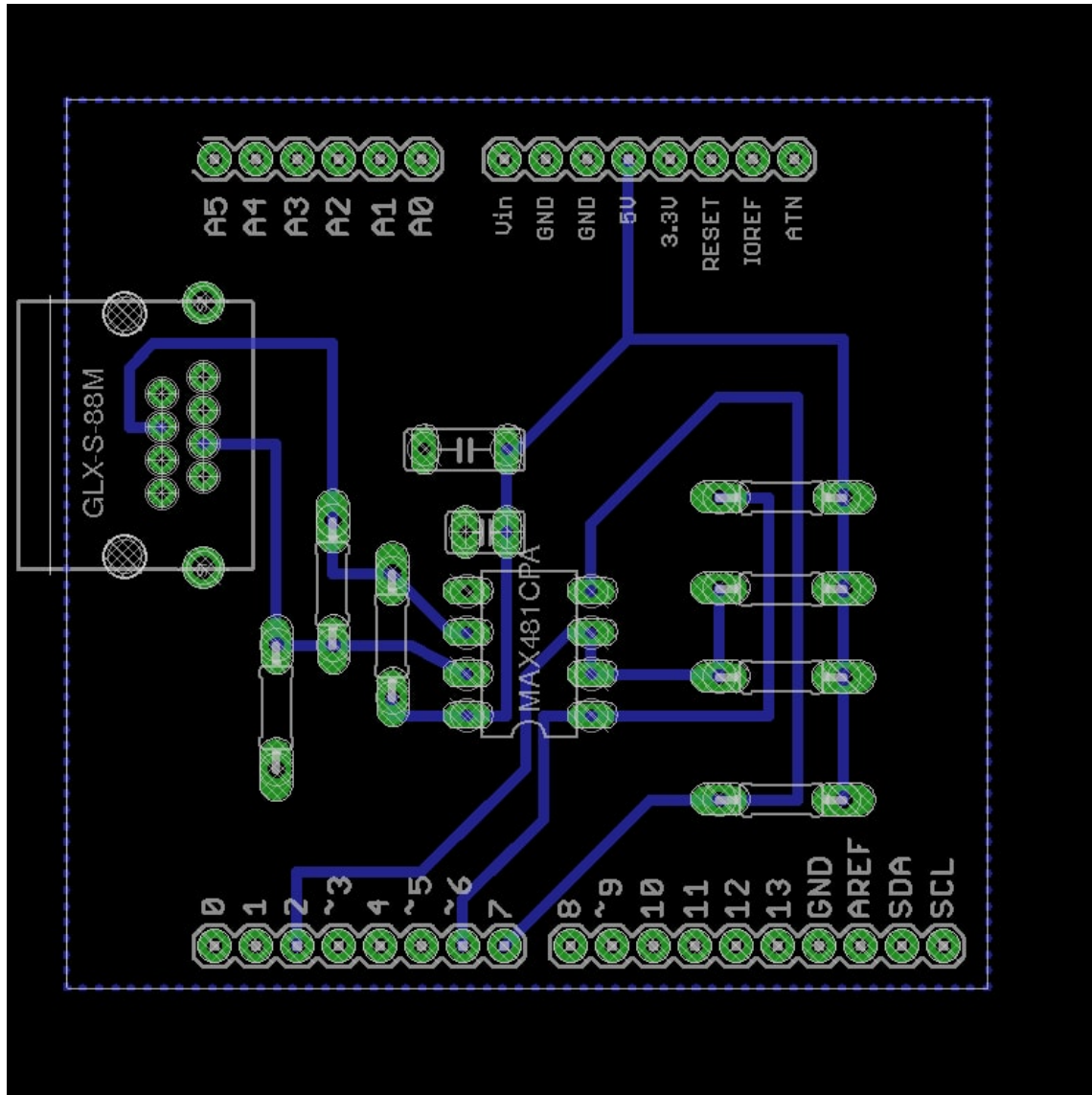


Figura C.1: Diagrama del circuito electrónico impreso para transformar la comunicación serial del arduino en una señal en el estándar RS-485.

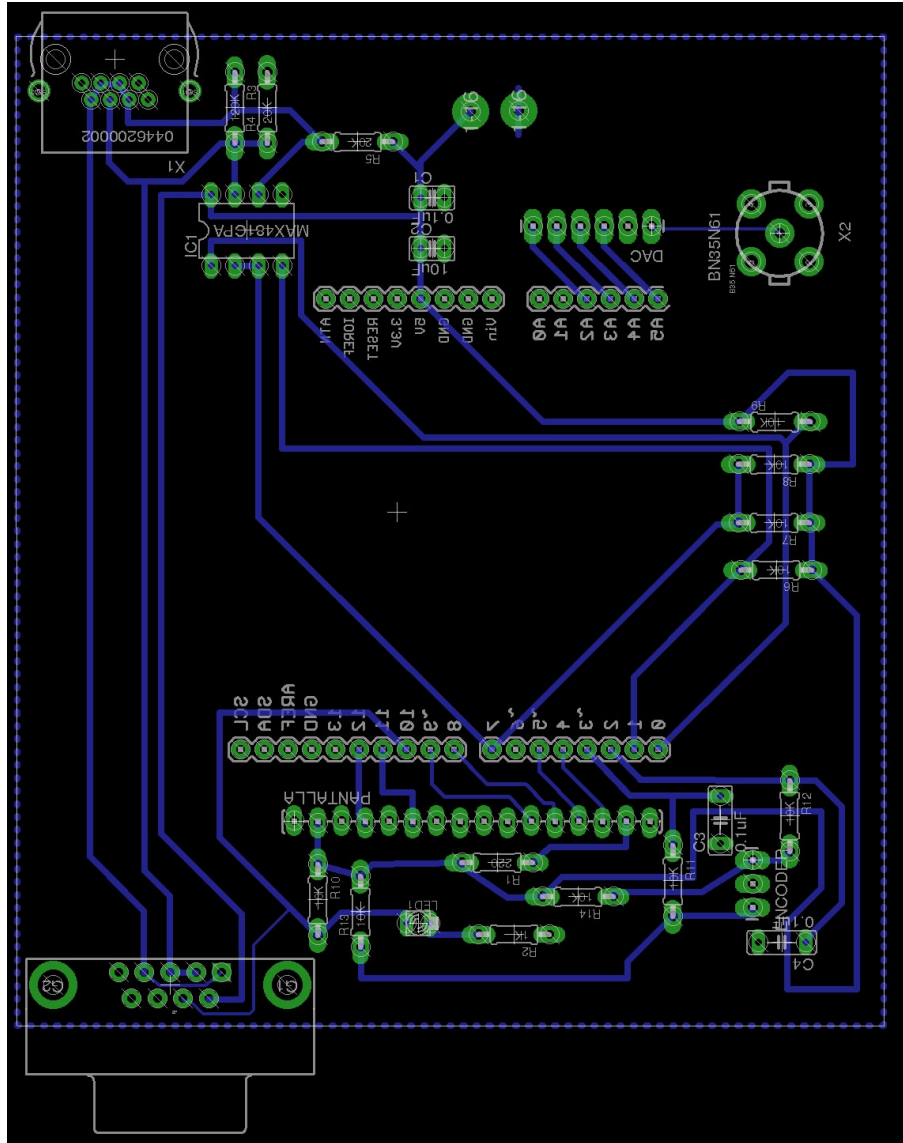


Figura C.2: Diagrama del circuito electrónico impreso para el segundo arduino en el sistema de control descrito en la subsección 4.4 (4.4).

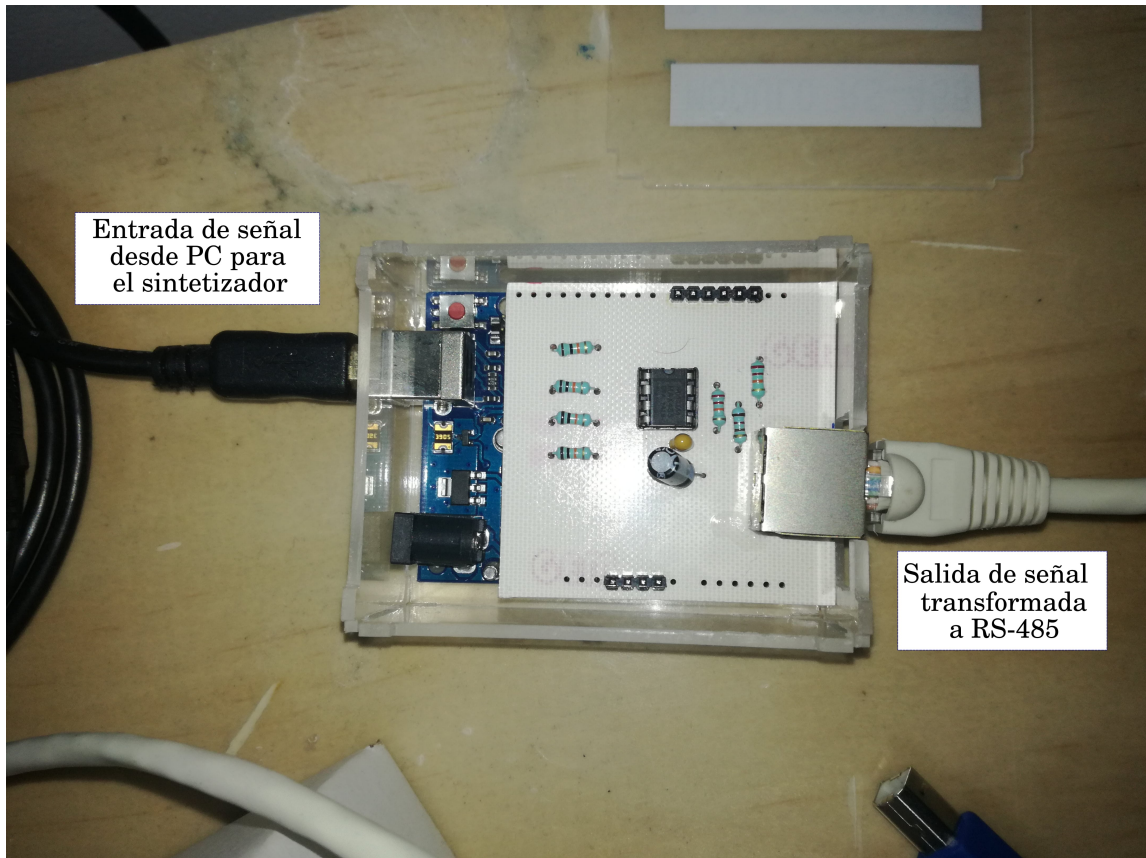


Figura C.3: Circuito C.1 montado sobre un Arduino. Hicimos una caja de acrílico para contenerlo. La salida es un receptáculo para un cable tipo red RJ-45.

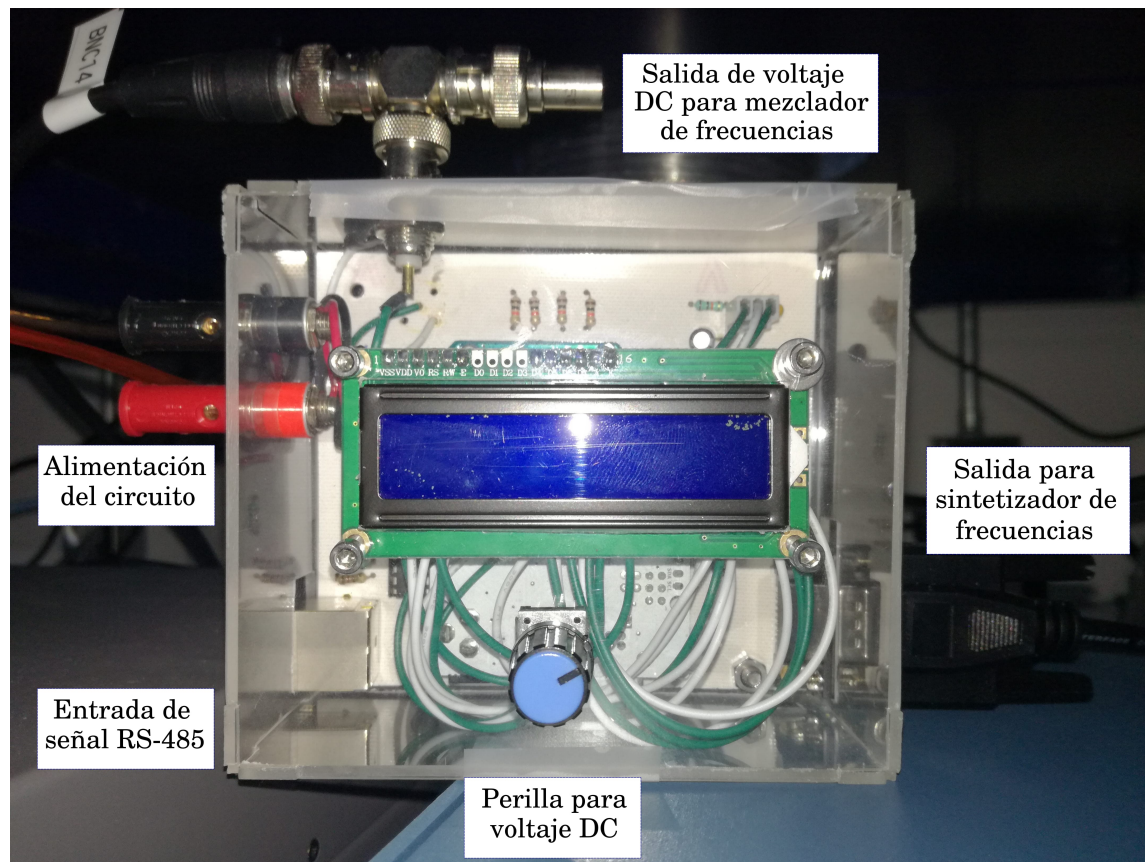


Figura C.4: Circuito de control C.2 montado. En la figura indico las salidas correspondientes. Construimos una caja de acrílico para contener al circuito impreso, la pantalla y la perilla para el cambio de voltaje.

## Apéndice D

# Gráficas del circuito de microondas

Las siguientes gráficas fueron tomados del analizador R&S, en su configuración de analizador de espectros. Obtuvimos dichas gráficas de la siguiente manera: Primero enviamos el voltaje correspondiente al mezclador de frecuencias. Después, configuramos el analizador para que guardara los máximos de cada medición y por último hicimos un barrido de frecuencias con el sintetizador desde 4 a 7 GHz.

Estas gráficas pueden ser útiles para revisar que el circuito esté funcionando adecuadamente.

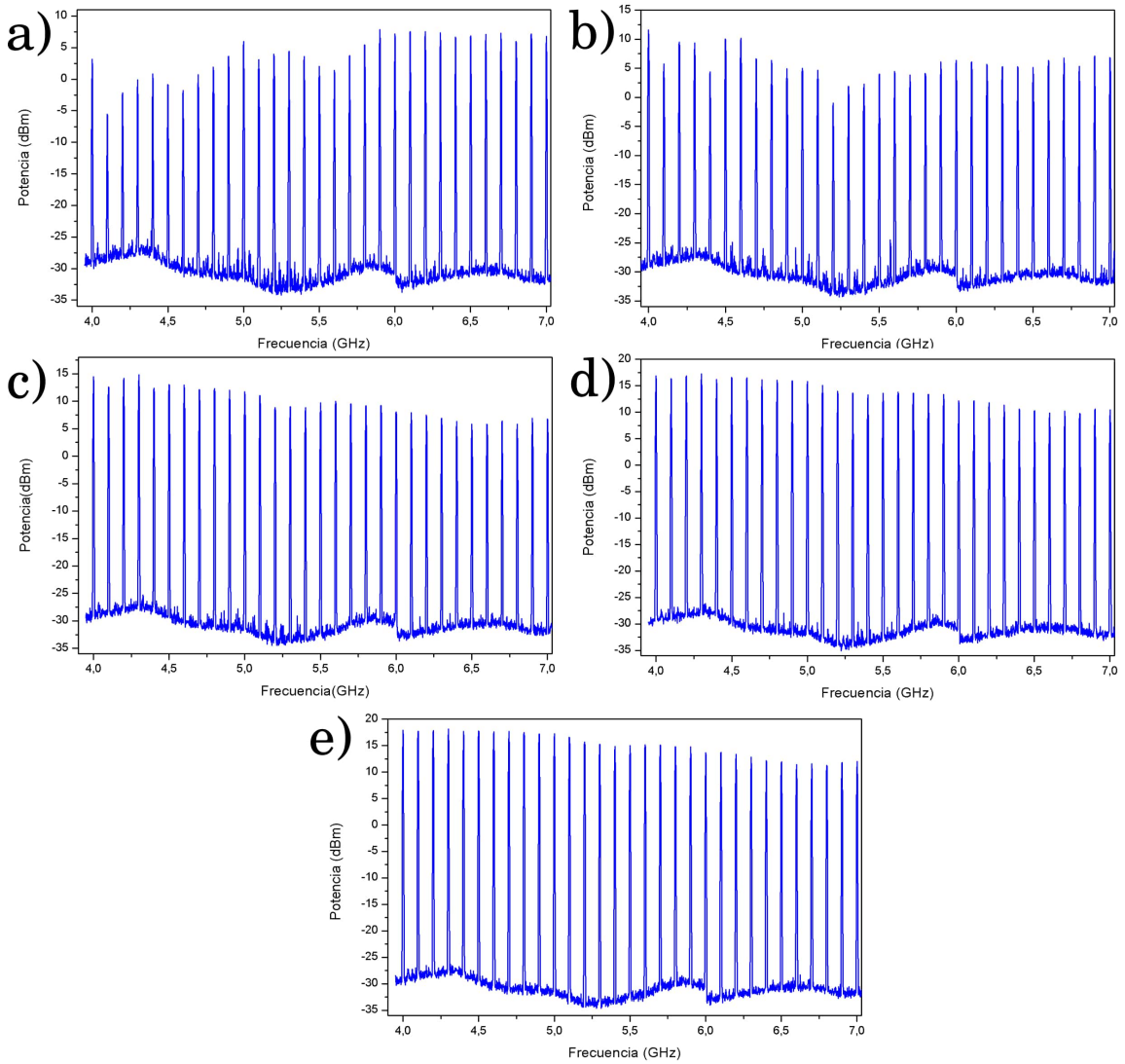


Figura D.1: Gráficas del analizador de espectro que muestran la potencia a la salida del amplificador para distintas frecuencias. Cada gráfica corresponde a distintos valores de voltaje en la entrada IF del mezclador: a) 0 mV, b) 70 mV, c) 140 mV, d) 210 mV, e) 250 mV.

## **Apéndice E**

# **Documentación del diodo láser**

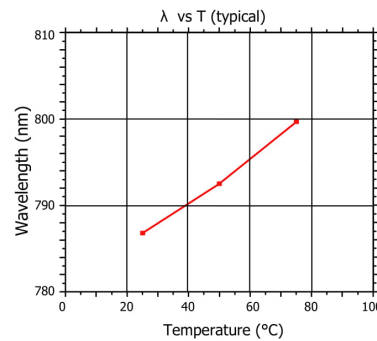
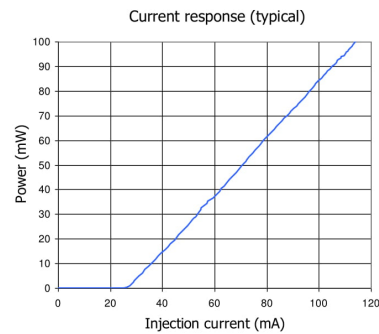
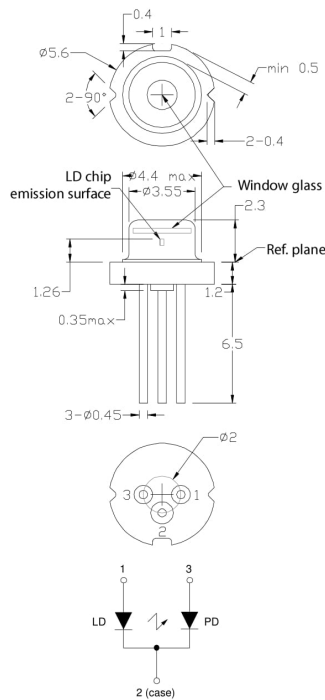
A continuación se encuentra la documentación del diodo láser proporcionada por la empresa Moglabs.



Laser diode datasheet

Typical specifications for bare diode (no feedback), at 25°C unless otherwise specified

Diode type	787DL90
Operating temperature	25°C (75°C max)
Output power	80mW (100mW max)
Threshold current	35mA
Operating current	115mA
Forward voltage	1.9V at 100mA
Differential efficiency	1.1mW/mA
Divergence angle	9 x 17 degrees



**moglabs**  
MOG Laboratories Pty Ltd

420 Victoria St  
Brunswick VIC 3056  
Australia

Tel: +61 3 9940 1427  
Fax: +61 3 9381 0700  
info@moglabs.com

Figura E.1: Documentación proporcionada por la compañía Moglabs del diodo utilizado en nuestro láser esclavo.



## **Apéndice F**

# **Códigos de Arduino**

A continuación presento los códigos utilizados en los arduinos del circuito de control descrito en la sección 4.4. El primero es el que permite la comunicación RS-485 con un arduino. El segundo código es el que tiene el arduino en el circuito de monitoreo con arduino (ver 4.11).

```
1 const int ledPin = 13; // Numero del pin para el Led
2 const int EnTxPin = 2; // HIGH:TX y LOW:RX
3 void setup()
4 {
5   Serial.begin(9600);
6   Serial.setTimeout(100); // establecemos un tiempo de espera de 100ms
7   // inicializamos los pines
8   pinMode(ledPin, OUTPUT);
9   pinMode(EnTxPin, OUTPUT);
10  digitalWrite(ledPin, LOW);
11  digitalWrite(EnTxPin, HIGH);
12 }
13
14 void loop()
15 {
16
17   Serial.print("I"); // inicio de trama
18   Serial.print(1); // dato
19   //-----
20   delay(2000);
21   Serial.print("I"); // inicio de trama
22   Serial.print(0); // dato
23   delay(2000);
24 }
```

Figura F.1: Códgo para la comunicación RS-485 con arduino.

```
1 #include <Wire.h>
2 #include <LiquidCrystal.h>
3 #include <SoftwareSerial.h>
4 #define MCP4725_ADDR 0x60
5 int valor=0; // definimos las variables que usaremos
6 int valor2=0;
7 int angulo=0;
8 String inputString="";
9 boolean stringComplete=false;
10 LiquidCrystal lcd(12,11,5,4,3,2);
11
12 void setup() {
13   Serial.begin(9600);
14   inputString.reserve(200);
15   Wire.begin();
16   lcd.begin(16,2);
17   pinMode(A2, OUTPUT);
18   pinMode(A3, OUTPUT);
19   digitalWrite(A2,LOW); // Predeterminamos A2 como GND
20   digitalWrite(A3,HIGH); // Predeterminamos A3 como VCC
21 }
22
23 void loop() {
24   int lectura = analogRead(0); //leemos el valor del codificador
25   if (valor2!=lectura) { //Si leemos un valor distinto al anterior
26     lcd.clear();
27     angulo=map(lectura,0,1023,78,280);
28     lcd.print(" Voltaje:");
29     lcd.print(angulo); // Imprimimos en la pantalla el valor de voltaje
30     lcd.display();
31     valor2=lectura;
32     delay(100);
33     valor=angulo;
34     Wire.beginTransmission(MCP4725_ADDR); // Env amos el valor al DAC
35     Wire.write(64);
36     Wire.write(valor>>4);
37     Wire.write((valor & 15) << 4);
38     Wire.endTransmission();
39   }
40 }
```

Figura F.2: Código para el circuito de monitoreo con arduino.