



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA
Unidad Iztapalapa

División de Ciencias Básicas e Ingeniería
Departamento de Física

**Construcción de un Diodo Láser Sintonizable y un
Interferómetro Fabry-Perot**

Tesis que presenta:

Fís. Luis Alberto Nava Rodríguez

Para obtener el grado de:

Maestro en Ciencias (Física)

Asesor:

Dr. José Luis Hernández Pozos

Jurado:

Dr. Gerardo Muñoz Hernández
Dr. José Luis Hernández Pozos
Dr. José Mauricio López Romero

Diciembre de 2019

Agradecimientos

A mis padres agradezco y dedico mi trabajo, gracias por su infinito apoyo y comprensión, todo esto es posible gracias a ustedes, es por y para ustedes.

A mi hermana Miriam por su amor y amistad. A mi hermano Enrique por los años de compañía. A mi sobrino Luis por los ratos de diversión en la cancha.

Agradezco al Dr. José Luis Hernández Pozos por su guía y amistad durante estos años de trabajo, muchas gracias profesor.

A Aketzalli, por su ayuda y compañía invaluable. A Giovanni por su ayuda y eterna amistad. A Áulide y Nahúm, gracias por su amistad y camaradería dentro y fuera del laboratorio.

Finalmente quiero agradecer a CONACYT por el apoyo otorgado durante la realización de este trabajo con la beca número 601563.

*A mis padres,
Rosa y Luis.*

Contenido

Lista de Figuras	IV
Introducción	VII
1. Enfriamiento y Atrapamiento de Átomos	1
1.1. Enfriamiento Doppler	1
1.1.1. Efecto Doppler	1
1.1.2. Fuerza de Fricción	2
1.1.3. Límite de Enfriamiento	4
1.1.4. Enfriamiento Sub-Doppler	4
1.2. Atrapamiento de Átomos	5
1.2.1. Trampas Iónicas	5
1.2.2. Trampas Magnéticas	6
1.2.3. Trampas Ópticas	7
1.3. Infraestructura de una Trampa Paul para Átomos de Bario	7
1.3.1. Campo Cuadrupolar en Tres Dimensiones	7
1.3.2. Elección del Ion Para la Trampa	11
2. Interferómetro Fabry-Perot	13
2.1. Función de Airy	13
2.2. FSR, FWHM y Finesa	16
2.3. Análisis Espectral	19
3. Diodo Láser Sintonizable de Cavidad Extendida	20
3.1. Diodo Láser	20
3.2. Diodo Láser de Cavidad Extendida	23
3.2.1. Retroalimentación	23
3.2.2. Sintonización	24
3.3. Configuraciones Littrow y Littman	27
3.3.1. Littrow	27
3.3.2. Littman-Metcalf	27
4. Desarrollo Experimental	29
4.1. Interferómetro Fabry-Perot	29
4.1.1. Finesa	29
4.1.2. Caracterización del Piezoeléctrico	29
4.1.3. Pruebas en un He-Ne	30
4.2. Diodo Láser de 658 nm	34

4.2.1. Caracterización del Diodo Láser en Modo Libre	34
4.2.2. Diodo Láser en Cavidad Extendida	37
5. Conclusiones	40
A. Histéresis en el Desplazamiento del Piezo	43
Referencias	43

Lista de Figuras

1.1.	Fuerza óptica ejercida sobre un átomo.	4
1.2.	Electrodos con perfiles hiperbólicos en una trampa iónica tipo Paul [1].	6
1.3.	Corte transversal de una trampa iónica de campo cuadrupolar [1].	8
1.4.	a) Regiones de estabilidad en el plano $a-q$. b) Regiones de mutua estabilidad para r y z [1].	9
1.5.	a) Region de estabilidad acotada por $\beta = 0,1$. b) Línea de operación con a/q (U/V) constante [1].	10
1.6.	a) Esquema típico de los niveles energéticos relevantes de un ion hidrogenoide. b) Niveles de energía del ion Ba^+	11
2.1.	Múltiple reflexión y transmisión de un haz de luz entre dos espejos paralelos.	14
2.2.	Función de Airy.	15
2.3.	En negro: la función de Airy para $R = 0.7$. En rojo: aproximación con $Sen(\Phi/2) \sim \Phi/2$ y su ancho de línea.	17
3.1.	(a) Dimensiones típicas de un diodo láser. (b) Curva L-I. [2]	21
3.2.	Banda de ganancia y modos longitudinales.	22
3.3.	Rejilla de difracción.	25
3.4.	Frecuencia de emisión al retroalimentar el láser con la rejilla de difracción.	26
3.5.	(a) Configuración Littrow. (b) Configuración Littman.	28
4.1.	a) Cavidad Fabry-Perot. b) Amplificación de la señal del generador de funciones.	30
4.2.	Estructura espectral de un He-Ne con cavidad de 4.16 GHz y rampa de 20 V.	31
4.3.	Estructura espectral de un He-Ne con cavidad de 1.7 GHz y rampa de 20 V.	32
4.4.	Estructura espectral de un He-Ne con rango espectral de 630 MHz y rampa de 20 V.	33
4.5.	a) Montura del diodo láser. b) Control de temperatura dentro de un rango de 0.02 °C.	34
4.6.	a) Perfil de intensidad. b) Dependencia de I_{th} con la temperatura.	35
4.7.	Dependencia de la longitud de onda: a) Con la corriente. b) Con la temperatura.	35
4.8.	Ancho de línea del diodo láser con un rango espectral de 1.7 GHz.	36
4.9.	Ancho de línea del diodo láser con un rango espectral de 630 MHz.	36
4.10.	a) Diodo láser en configuración Littman. b)Caracterización de la rejilla de difracción.	37
4.11.	Perfil de intensidad con y sin retroalimentación.	38
4.12.	Ancho de línea del diodo láser retroalimentado con rango espectral de: a) 1.7 GHz y b) 630 MHz.	39
A.1.	Desplazamiento del piezo Thorlabs PA3JEW.	43

Introducción

Desde que el diodo láser fue desarrollado en 1961, y durante sus primeras etapas, estaba lejos del uso práctico por su alto consumo de energía. En la década de los setenta, los avances en el diseño permitieron fabricar diodos láser con corrientes de inyección suficientemente bajas y operando a temperatura ambiente. En los noventa se desarrollaron diodos láser emitiendo en un solo modo, con grandes intensidades, y el uso de nuevos materiales permitió obtener diferentes longitudes de onda de emisión. En la actualidad, la importancia y uso del diodo láser en una amplia gama de aplicaciones radica en su reducido tamaño, alta confiabilidad, amplio rango de sintonización y alta eficiencia. Se les puede encontrar en un rango de frecuencias desde el infrarrojo al ultravioleta y con potencias de hasta decenas de watts. Con la necesidad de fuentes de luz sintonizables vino el desarrollo del diodo láser de cavidad externa, (ECDL, por sus siglas en inglés). Su ancho de línea, que puede ser reducido a unos cuantos KHz por retroalimentación óptica [3], y la sintonización de su longitud de onda que puede ser en intervalos de hasta 32 nm [4], en combinación con control en la temperatura, corriente de inyección y otros factores dependientes de la cavidad externa, hacen de los diodos láser una fuente muy utilizada para sistemas de frecuencia estabilizada, ampliando así su rango de aplicaciones en áreas de óptica física y física atómica tales como el enfriamiento láser, atrapamiento de átomos y comunicaciones, entre otras muchas aplicaciones.

Existen diferentes métodos para el diagnóstico de fuentes de luz láser, y el interferómetro Fabry-Perot es uno de los instrumentos de diagnóstico más utilizados por su gran versatilidad. Consiste básicamente de dos espejos semi reflejantes paralelos entre si para generar múltiple interferencia del haz de luz que se desea analizar. En comparación con otros interferómetros convencionales como el Michelson, en el que solo dos haces interfieren, la múltiple interferencia presente en el Fabry-Perot puede aportar muy buenas resoluciones espectrales, del orden de 10^7 . Fue desarrollado por Charles Fabry y Alfred Perot en 1897 y desde entonces ha sido una herramienta muy utilizada en la espectroscopía de diferentes procesos involucrados en la emisión de radiación, en el estudio de la estructura hiperfina, sin mencionar la relevancia que tuvo en el desarrollo del láser.

El objetivo de este trabajo es iniciar el desarrollo de un sistema de diodo láser sintonizable a 649.7 nm para su uso en el enfriamiento láser de iones Ba^+ confinados en una trampa tipo Paul. En particular, para el enfriamiento se necesita un láser sintonizado a la transición de enfriamiento que es de 493.4 nm y otro a 649.7 nm, que es la transición de rebombeo. Estas transiciones tienen anchos de línea característicos de 15.1 MHz y 5.3 MHz respectivamente.

De manera paralela se construyó un interferómetro Fabry-Perot de espejos planos y se reportan los avances logrados en el diagnóstico de un láser de He-Ne y el diodo láser.

Capítulo 1

Enfriamiento y Atrapamiento de Átomos

Un campo de investigación con importantes repercusiones en la física es el estudio de las propiedades intrínsecas de los átomos. Para lograr un mejor entendimiento de la estructura y comportamiento de éstos, se requieren mediciones con una gran precisión que no son fáciles de conseguir debido a su movimiento o interacción con el medio en el que se encuentran. En sólidos o líquidos no se puede aislar un átomo de la interacción con sus vecinos, y en el caso de gases, el movimiento aleatorio debido a la temperatura del gas impide realizar mediciones precisas. Las velocidades de los átomos en un gas pueden ser de hasta 1000 m/s, limitando así los tiempos de observación. Con esto, el corrimiento Doppler, e incluso efectos relativistas, causan el desplazamiento y ensanchamiento de las líneas espectrales. El deseo de reducir los efectos del movimiento de los átomos es la mayor motivación para la implementación del atrapamiento y enfriamiento láser de gases atómicos neutros o iónicos.

En la actualidad, los átomos de un gas pueden ser enfriados a unas cuantas millonésimas de kelvin al exponerlos directamente a un haz láser y después, o previamente, ser confinados en una pequeña región del espacio. Algunas aplicaciones de estos átomos fríos son la espectroscopía de alta resolución, desarrollo de relojes atómicos, el estudio de colisiones, determinación de vidas medias de transiciones atómicas y condensados de Bose-Einstein.

Para situar el contexto de esta tesis se dará a continuación una breve descripción del enfriamiento por láser y atrapamiento de átomos.

1.1. Enfriamiento Doppler

La primera noción de enfriamiento láser de un gas de átomos neutros fue propuesta en 1975 por Theodor W. Hänsch y Arthur L. Schawlow [5], y para iones por D. J. Wineland y H. Dehmelt [6]. En 1978, Wineland, Drullinger y Walls realizaron el primer experimento de enfriamiento láser de iones de magnesio a menos de 40 K [7]; el mismo año Neuhauser, Hohenstatt, Toschek y Dehmelt también lograron enfriamiento láser de iones Ba^+ confinados [8].

1.1.1. Efecto Doppler

Si se reduce la temperatura de un gas, puede llegar a un punto donde se condensará y formará un líquido o un sólido. Si el gas es enfriado dentro de una cámara de vacío, permanecerá en estado gaseoso y las

propiedades individuales del átomo pueden ser estudiadas, además de que se reduce considerablemente la interacción con moléculas de aire. Un gas dentro de una cámara de vacío puede ser enfriado con un haz láser que interactúa selectivamente con los átomos al reducir su velocidad térmica mediante el intercambio de momento con los fotones al ser absorbidos y posteriormente emitidos. Pero no todos los átomos podrán absorber los fotones del haz, si el láser se encuentra sintonizado a alguna frecuencia natural de absorción ν_A del átomo y éste se mueve en dirección opuesta a la del haz láser, encontrará que la frecuencia del fotón está desplazada hacia un valor mayor. Por el contrario, si el átomo se mueve en la misma dirección que el fotón, encontrará la frecuencia desplazada hacia un valor menor. Esto se debe al efecto Doppler, que ocurre también con las ondas de sonido entre dos observadores con movimiento relativo.

En general, si la frecuencia del fotón es ν_0 y la velocidad del átomo v , ambas respecto al mismo observador, la frecuencia respecto al átomo en movimiento será entonces

$$\nu_D = \nu_0 \frac{1 \pm v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (1.1)$$

donde se toma el signo positivo si el fotón se mueve en dirección opuesta al átomo y el negativo si se mueve en la misma dirección. Si $v/c \ll 1$ se puede simplificar a

$$\nu_D = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right). \quad (1.2)$$

El cambio en la frecuencia es entonces

$$\delta_D = \nu_D - \nu_0 \quad (1.3)$$

$$= \pm \nu_0 \frac{v}{c} \quad (1.4)$$

$$= \pm 2\pi k v. \quad (1.5)$$

1.1.2. Fuerza de Fricción

Cuando el fotón, con cantidad de momento lineal

$$|\vec{p}| = \frac{h\nu_D}{c} = \hbar|\vec{k}|, \quad (1.6)$$

es absorbido por el átomo, le transfiere momento en la dirección del haz cambiando así su velocidad. El fotón es emitido después pero en una dirección arbitraria y el momento del átomo se incrementará en la dirección opuesta. Después de múltiples absorciones y emisiones por el átomo, el resultado es un

cambio del momento únicamente en la dirección del haz ya que el cambio promedio en el momento debido a la emisión en direcciones arbitrarias es cero.

En el caso cuando el átomo se mueve en dirección opuesta al haz, la frecuencia ν_o debe ser sintonizada a una frecuencia menor ν_D para que un fotón pueda ser absorbido. Con esta frecuencia, y si ahora el átomo se mueve en la misma dirección que el haz, el fotón no será absorbido y no habrá reducción de su velocidad. Para que suceda se necesita un haz con la misma frecuencia ν_D pero propagándose en la dirección opuesta al primero. Entonces, para lograr el enfriamiento del gas en el espacio, se necesita un par de haces propagándose en direcciones opuestas en cada uno de los tres ejes coordenados. Esta configuración fue propuesta en 1987 por Hänsch y Schawlow [5].

El intercambio de momento entre el átomo y el fotón resulta en una fuerza [9]

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar \vec{k} \gamma_p, \quad (1.7)$$

donde γ_p es la razón de excitación del átomo, depende de ν_D y está expresada, para el caso de un átomo de dos niveles, por

$$\gamma_p = \frac{S_o \gamma / 2}{1 + S_o + \left(\frac{2(\delta - \delta_D)}{\gamma} \right)^2}, \quad (1.8)$$

donde $\gamma = 1/\tau$ es la frecuencia de decaimiento natural del estado excitado del átomo, $\delta = \nu_A - \nu_D$, $S_o = I/I_o$ es el cociente de la intensidad del haz con la intensidad de saturación

$$I_o = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau}. \quad (1.9)$$

Altas intensidades pueden producir rápida absorción pero también pueden producir emisión estimulada. En este caso, la transferencia de momento es en la dirección opuesta al caso de la absorción, y por lo tanto, la fuerza neta será cero y no habrá reducción en la velocidad del átomo.

La fuerza ejercida sobre el átomo por un haz tendrá entonces una forma lorentziana con dependencia en v , centrada en δ y con un ancho γ ,

$$\vec{F} = \frac{\hbar S_o \gamma / 2}{1 + S_o + \left(\frac{2(\delta - \nu_D)}{\gamma} \right)^2} \vec{k}. \quad (1.10)$$

La fuerza total ejercida por ambos haces será la suma $F_+ + F_-$, como se muestra en la figura 1.1, donde notamos que esta fuerza siempre es opuesta a la velocidad del átomo. Para velocidades suficientemente pequeñas la fuerza es proporcional a v , es decir, $F \approx \alpha v$, donde α se le conoce como el coeficiente de fricción y su valor es máximo cuando $\delta \approx \gamma/2$ [10].

Si el valor de ν_D se elige para una cierta velocidad, y la velocidad empieza a disminuir debido a la fuerza, el corrimiento Doppler δ también empezará a disminuir y, por lo tanto, no habrá absorción. Si

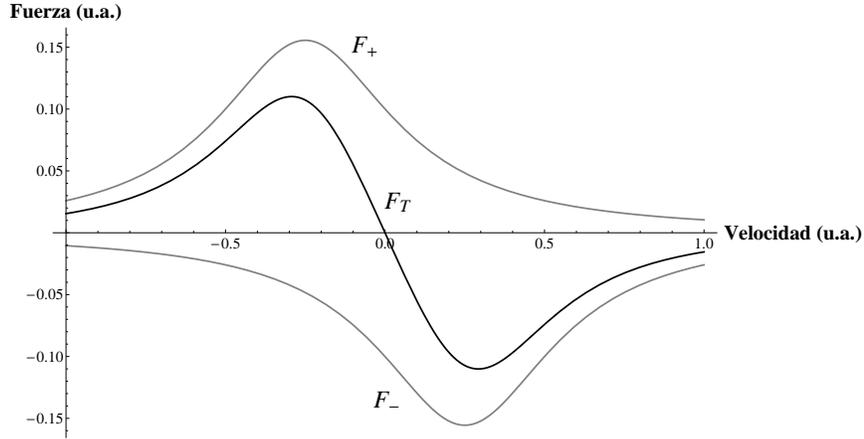


Figura 1.1: Fuerza óptica ejercida sobre un átomo.

no hay absorción entonces el proceso de enfriamiento se detendrá. Para evitar esto es necesario compensar el cambio en δ , y hay dos maneras comunes de lograrlo. Una de ellas es sintonizar la frecuencia ν_o del haz a la par del cambio en δ [11]; la otra forma es cambiando la frecuencia de resonancia del átomo con un campo magnético manteniendo la frecuencia del láser constante [12], [13].

1.1.3. Límite de Enfriamiento

Sin otro tipo de interacción, el movimiento de los átomos continuaría disminuyendo hasta que su velocidad sea cero y la temperatura del gas sería cero, pero esto no ocurre así. Después de ser absorbido, el fotón es emitido en una dirección arbitraria con una cantidad de momento $\hbar k$ y el átomo gana la misma cantidad de momento pero en la dirección opuesta. Este proceso se repite para cada emisión teniendo como resultado fluctuaciones en el movimiento del átomo y esto provoca un incremento en la temperatura del gas. La competencia entre este calentamiento y el enfriamiento debido a la fuerza tiene como resultado, en estado de equilibrio, una temperatura superior a cero. Este límite en la temperatura se conoce como temperatura Doppler y está expresada por [14]

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}, \quad (1.11)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann. Esta temperatura es en general menor a 1 mK.

1.1.4. Enfriamiento Sub-Doppler

En la práctica se descubrió que las temperaturas de enfriamiento pueden ser menores a las predichas por la ecuación 1.11. Para átomos de sodio se midió una temperatura alrededor de $43 \mu\text{K}$ cuando el límite Doppler predicho era de $240 \mu\text{K}$ [15]. Esto es debido a una combinación de múltiples factores como son: el bombeo óptico entre diferentes subniveles, no sólo dos como se había estado considerando; y gradientes de intensidad debidos a la polarización de la luz [16]. A este enfriamiento por debajo del

límite Doppler se le conoce como enfriamiento Sísifo. El límite impuesto a la temperatura es ahora

$$T_r = \frac{h^2 v_o^2}{2Mk_B c^2}, \quad (1.12)$$

donde M es la masa del átomo.

Otra forma de obtener temperaturas menores a T_D es el enfriamiento por evaporación. Esta forma de enfriamiento, aunque es bien conocida a nivel macroscópico y donde la evaporación retira las partículas de algún cuerpo que tengan la mayor energía cinética, también es muy eficiente para enfriar átomos confinados. Se realizó por primera vez en 1986 para enfriar átomos de hidrógeno confinados en una trampa magnética a una temperatura de $30 \mu\text{K}$ [17]. Esto se consigue al generar un potencial de atrapamiento con poca profundidad de manera que los átomos con suficiente energía cinética en la regiones más externas de la trampa logren escapar, reduciendo así la temperatura de los que permanecen confinados. Este método de enfriamiento es muy utilizado para alcanzar las temperaturas críticas necesarias y conseguir condensados de Bose-Einstein.

Por último, existe una técnica llamada enfriamiento por interacción (sympathetic en inglés), que es utilizada cuando los principios del enfriamiento láser no pueden ser aplicados o no son muy efectivos, como en el caso de las moléculas donde su estructura electrónica es muy compleja. Para implementarla, se hace uso de las interacciones entre partículas para inducir el enfriamiento a otras que no pueden ser enfriadas directamente con el láser. Iones atómicos, por ejemplo, pueden ser utilizados para enfriar moléculas iónicas por medio de su interacción coulombiana. Se demostró por primera vez en 1986, para enfriar, a una temperatura menor a 1 mK , iones Hg^+ confinados en una trampa Penning con iones Be^+ enfriados por láser [18]. En el caso de átomos neutros se enfriaron y condensaron dos muestras de rubidio con diferentes espines. Una muestra fue enfriada por evaporación y la otra fue enfriada por contacto térmico con la primera [19].

1.2. Atrapamiento de Átomos

1.2.1. Trampas Iónicas

Los átomos pueden ser confinados en regiones muy pequeñas del espacio con el uso de campos eléctricos y magnéticos. En el caso de iones, estos campos afectan significativamente su movimiento puesto que son partículas cargadas y se ejerce sobre ellas una fuerza

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.13)$$

Las trampas iónicas que utilizan campos estáticos son comúnmente llamadas trampas Penning, y trampas que funcionan con una combinación de campos estáticos y dinámicos se conocen como trampas Paul, o de radiofrecuencia. La trampa tipo Paul fue la primera trampa de iones que existió y fue desarrollada por Wolfgang Paul en la década de los cincuenta. Consiste en un sistema de tres electrodos, uno en forma de anillo y otros dos a modo de tapa hiperbólica en los extremos del anillo, figura 1.2. En esta configuración se aplica una diferencia de potencial alternante entre el anillo y las tapas, el resultado es un campo cuadrupolar con el que se atrae y repele a los iones de manera alternante que, en promedio, genera un pseudopotencial con un mínimo en el centro de la trampa y, de esta manera,

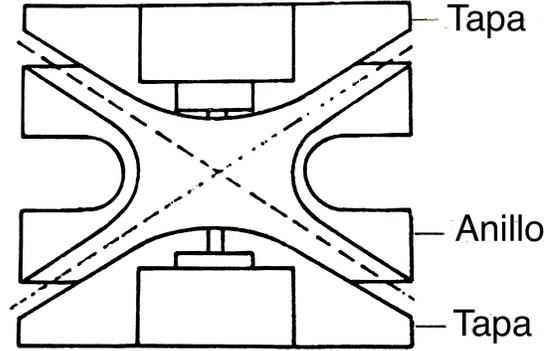


Figura 1.2: Electrodos con perfiles hiperbólicos en una trampa iónica tipo Paul [1].

iones con una determinada relación e/m pueden ser confinados en el centro de la trampa manteniendo un movimiento armónico. Está trampa tiene el inconveniente de que al atrapar más de una partícula, éstas ya no están en el centro geométrico de la trampa y la energía del pseudopotencial es transmitida a los iones atrapados y, debido a esto, eventualmente escapan de la trampa. A este proceso se le conoce como calentamiento RF.

La trampa Penning fue desarrollada por H. Dehmelt y tiene la misma configuración de electrodos que la trampa Paul pero, en este caso, se utiliza un campo magnético axial y un campo eléctrico generado por los electrodos a los cuales se les aplica un potencial, a las cubiertas con signo opuesto a aquel aplicado al anillo. La función del campo eléctrico, con la carga del ión y signos de potenciales adecuados, es empujar a los iones hacia el centro de la trampa y es el campo magnético el que confina a los iones en trayectorias epicíclicas estables.

Con la trampa Penning se confinó un electrón y se realizaron los primeros experimentos en una sola partícula [20]. En 1979 se logró atrapar y aislar un ión de bario con una trampa cuadrupolar tipo Paul [21]. Esto permitió realizar experimentos con un solo átomo como la primera observación de saltos cuánticos en 1986, también en un ión de sodio [22]. En 1981 también se logró atrapar un ión de magnesio en una trampa de Penning [23]. En 1989 se otorgó el Premio Nobel a Paul y Dehmelt por el desarrollo de este tipo de trampas.

1.2.2. Trampas Magnéticas

Un átomo neutro que tenga momento magnético puede ser confinado por un campo magnético mediante la fuerza de interacción

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}), \quad (1.14)$$

y diferentes tipos de trampas basadas en este principio se han podido desarrollar [24]. Debido a que en este tipo de trampas todos los campos son estáticos, no está presente el mecanismo de calentamiento RF. En 1978 Paul logró atrapar neutrones en una trampa magnética en forma de anillo, lo

que permitió realizar nuevas medidas de su decaimiento. Ésta fue la primera vez que se logró confinar electromagnéticamente a una partícula neutra. Fue en 1985 cuando también se logró atrapar átomos neutros por primera vez. En esta ocasión se enfriaron y confinaron átomos de sodio en una trampa magnética cuadrupolar [25], esta configuración produce un campo magnético cuyo valor es cero en el centro, se incrementa linealmente de forma radial y la fuerza es constante a lo largo de cualquier línea que pasa por el centro pero con valores diferentes para direcciones diferentes.

1.2.3. Trampas Ópticas

En 1978, Arthur Ashkin propuso el uso del láser como alternativa para el atrapamiento de átomos [26]. Esta trampa óptica se basa en la fuerza generada por un haz láser enfocado en un punto del espacio, esta fuerza llamada fuerza dipolar, o de gradiente, es la que provoca el confinamiento del átomo en el punto donde se enfoca la luz láser. Debido a las reducidas dimensiones de esta trampa, es necesario el previo enfriamiento del gas para poder atrapar, algo que no se había logrado todavía. Fue en 1986 cuando se logró atrapar átomos de sodio con esta técnica a temperaturas menores a 1 mK [27].

Otra técnica de atrapamiento de átomos neutros, y que se ha convertido en la más utilizada, es la trampa magneto-óptica y, como lo dice su nombre, en ella se combinan tanto el campo magnético como el óptico. Fue utilizada por primera vez en 1987 para confinar átomos neutros de sodio en una región menor a 0.5 mm de diámetro y enfriarlos a una temperatura menor a 1 mK [28]. El enfriamiento Sísifo se puede conseguir en este tipo de trampas.

1.3. Infraestructura de una Trampa Paul para Átomos de Bario

Como se mencionó anteriormente, la intención en la UAM-I es construir una trampa de iones Ba^+ tipo Paul. En lo siguiente se revisará con un poco más de detalle las características de este tipo de trampas y el porque atrapar iones de bario.

1.3.1. Campo Cuadrupolar en Tres Dimensiones

El confinamiento de un ion (o partícula cargada) en una región del espacio se puede conseguir con el uso de campos eléctricos. El potencial necesario es un campo cuadrupolar en tres dimensiones expresado por

$$\phi = \frac{\phi_o}{2r_0^2}(Ax^2 + By^2 + Cz^2), \quad (1.15)$$

donde ϕ_o es un potencial externo aplicado a los electrodos necesarios para generar el potencial cuadrupolar. A, B, y C son constantes con la restricción

$$A + B + C = 0, \quad (1.16)$$

para satisfacer la ecuación de Laplace. Estas constantes dependen del campo que se desea generar y r_o depende de la estructura física de la trampa. Si se toman $A = B = 1$ y $C = -2$, el potencial es

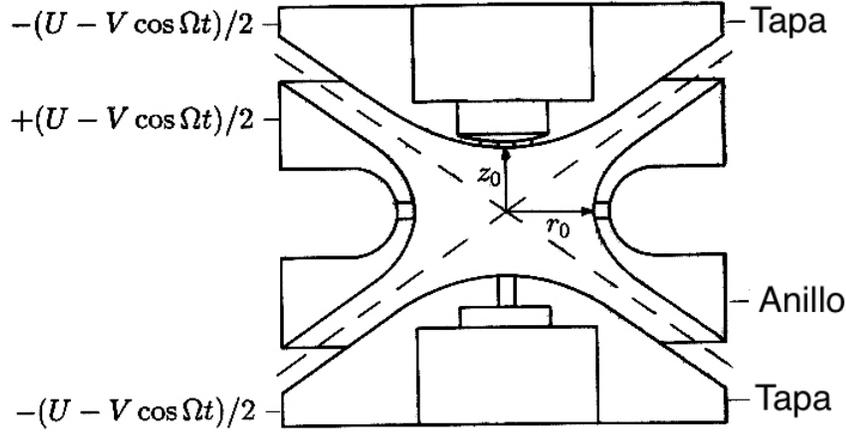


Figura 1.3: Corte transversal de una trampa iónica de campo cuadrupolar [1].

$$\phi = \frac{\phi_0}{2r_0^2}(x^2 + y^2 - 2z^2). \quad (1.17)$$

Este potencial se genera con una estructura de 3 electrodos [1]. Dos tapas con perfil hiperbolóide alrededor del eje z ; un anillo entre ellos con una sección transversal hiperbólica; y con la restricción $r_0^2 = 2z_0^2$, donde r_0 y $2z_0$ son el radio del anillo y la distancia entre las tapas respectivamente, figura 1.3. El potencial aplicado al anillo es $(U - V \cos(\Omega t))/2$, donde U es un voltaje DC y $V \cos(\Omega t)$ es el voltaje de radiofrecuencia Ω ; el que se aplica a las tapas es de signo opuesto. El potencial generado por la estructura es entonces

$$\phi = (U - V \cos(\Omega t)) \frac{(x^2 + y^2 - 2z^2)}{2r_0^2}. \quad (1.18)$$

Y las ecuaciones de movimiento para una partícula con carga e y masa m son

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{e}{mr_0^2}(U - V \cos(\Omega t))r = 0, \quad (1.19)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} - \frac{e}{mr_0^2}(U - V \cos(\Omega t))z = 0, \quad (1.20)$$

donde $r = x = y$. Haciendo las sustituciones

$$a_z = -2a_r = -\frac{8eU}{mr_0^2\Omega^2}, \quad (1.21)$$

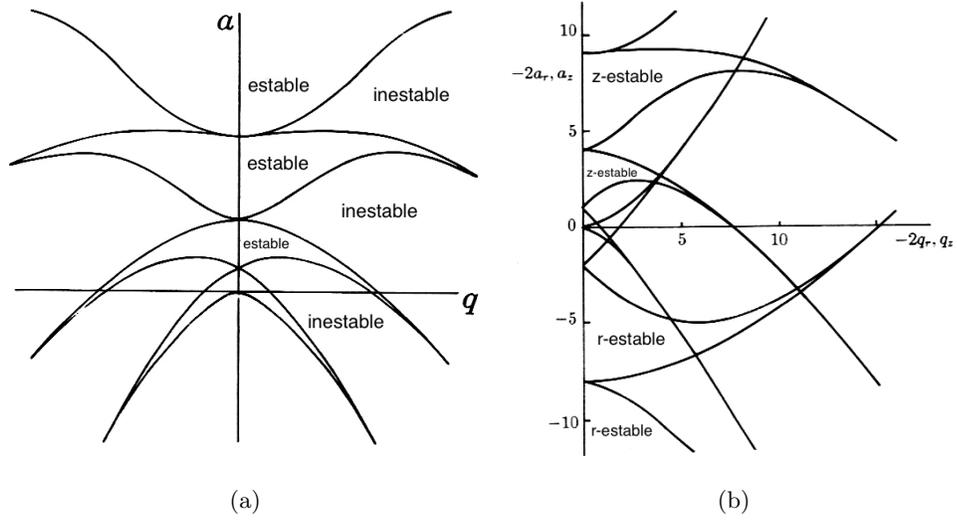


Figura 1.4: a) Regiones de estabilidad en el plano a - q . b) Regiones de mutua estabilidad para r y z [1].

$$q_z = -2q_r = -\frac{4eV}{mr_o^2\Omega^2}, \quad (1.22)$$

$$\xi = \frac{\Omega t}{2}. \quad (1.23)$$

obtenemos dos ecuaciones de Mathieu,

$$\frac{d^2 r}{d\xi^2} + (a_r - 2q_r \cos(2\xi))r = 0, \quad (1.24)$$

$$\frac{d^2 z}{d\xi^2} + (a_z - 2q_z \cos(2\xi))z = 0. \quad (1.25)$$

La ecuación de Mathieu tiene soluciones estables e inestables dependiendo de los valores de a y q , es decir, existen valores para los cuales las partículas tienen trayectorias estables y por lo tanto permanecen dentro de la trampa. Las regiones de estabilidad para diferentes valores de a y q se muestran en la figura 1.4a. Debido a la condición $a_z = -2a_r$ las regiones para las direcciones r y z son diferentes, entonces solo existirán trayectorias estables en regiones donde ambas r y z sean estables, como se muestra en la figura 1.4b.

De manera general, una solución estable de la ecuación de Mathieu está dada por [29]

$$u(\xi) = \alpha_1 \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos((2n + \beta)\xi) + i\alpha_2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \sin((2n + \beta)\xi), \quad (1.26)$$

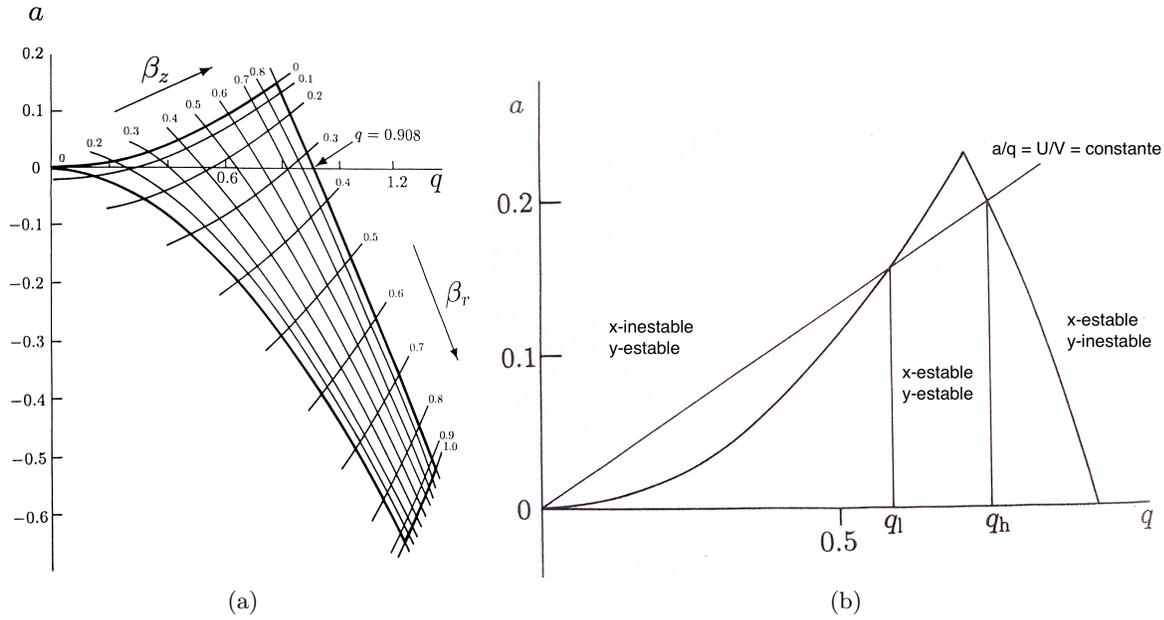


Figura 1.5: a) Región de estabilidad acotada por $\beta = 0,1$. b) Línea de operación con a/q (U/V) constante [1].

donde α_1 y α_2 son constantes de integración, las C_{2n} representan las amplitudes de oscilación y, al igual que β , dependen de los valores de a y q . $(2n + \beta)\xi$ es el término de frecuencia $w_n t$. La trayectoria del ion consiste entonces de un número de frecuencias w_n dadas por

$$w_n = \frac{(2n + \beta)\Omega}{2}, \quad (1.27)$$

conocidas como frecuencias de micro movimiento, y de una frecuencia fundamental o de movimiento secular w_o dada por

$$w_o = \frac{\beta\Omega}{2}. \quad (1.28)$$

Estas soluciones, sin embargo, no son estables para cualquier valor de β . Si ésta no tiene un valor entero, las soluciones son estables. Sus valores también determinan las fronteras entre las regiones de estabilidad. Para el caso de la región estable más cercana al origen del diagrama a - q , sus fronteras están determinadas por $\beta = 0$ y $\beta = 1$, figura 1.5a. Si se dibuja una línea recta partiendo del origen y que atraviese esta región para valores positivos de a y q , entonces, para esta recta la relación a/q (U/V) permanece constante y existen dos puntos, q_1 y q_h , por donde la recta atraviesa la frontera de la región, figura 1.5b. A este rango en q se le asocia un rango a la relación e/m de los iones, es decir, solo aquellos que cumplan con esta condición serán atrapados. Entre más grande sea la pendiente de la recta, el rango de iones que pueden ser atrapados disminuye y, por lo tanto, mejora la resolución.

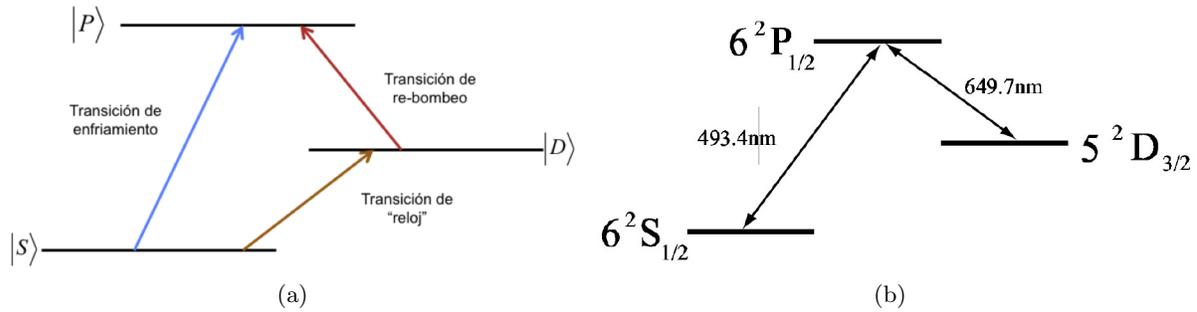


Figura 1.6: a) Esquema típico de los niveles energéticos relevantes de un ion hidrogenoide. b) Niveles de energía del ion Ba^+ .

1.3.2. Elección del Ion Para la Trampa

Con el nacimiento de la tecnología desarrollada hacia el final de la década de los 70's para atrapar iones en trampas tipo Paul y Penning y enfriarlos vía láser se buscaba, en ese tiempo, la simplicidad en la implementación de este tipo de experimentos que en sí ya eran complicados para la tecnología de láseres sintonizables de ese entonces. De esa manera, en los primeros experimentos se escogen átomos que al ionizarlos una vez queda una estructura atómica tipo hidrogenoide, lo cual nos lleva a elementos del grupo II de la tabla periódica: Be^+ , Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ , Ba^+ y Ra^+ , de tal suerte que, si se desea modelar la interacción entre uno o más iones dentro de una trampa, además del propio potencial de confinamiento se debe tomar en cuenta la suma de interacciones entre dichos iones hidrogenoides. El esquema típico de niveles para estos iones se muestra en la figura 1.6. Consiste de un estado base S conectado a un estado P (transición dipolar), que puede decaer a un estado D usualmente con una probabilidad mas pequeña pero no despreciable, esto hace que sea necesario un láser (de re-bombeo) para volver a llevar al ion al estado P y poder continuar con el ciclo de enfriamiento. Las transiciones $D \leftrightarrow S$ son, por supuesto, de muy baja probabilidad y por lo tanto de un ancho de banda muy estrecho que pueden ser usadas como transiciones de "reloj", es decir, para construir estándares de tiempo. En el caso de Ba^+ esta transición cuadrupolar está a $\lambda \approx 1.76 \mu\text{m}$.

Todos los iones del grupo II de la tabla periódica han sido atrapados y enfriados en trampas tipo Paul, y aunque no solo se han usado iones hidrogenoides para hacer experimentos de este tipo, si son los que requieren menos láseres (uno para la transición de enfriamiento y otro para la transición de re-bombeo) para un experimento básico de enfriamiento. En la figura 1.6b se muestra el caso particular del ion Ba^+ , ambas transiciones están en el visible, $S \leftrightarrow P$ en $\lambda \approx 493 \text{ nm}$ y $P \leftrightarrow D$ en $\lambda \approx 650 \text{ nm}$, lo que facilita la realización del experimento y el no requerir óptica y/o detección para infrarrojo o ultravioleta.

Por supuesto, la elección del ion a trabajar está ligada al tipo de experimentos que se quieran realizar, el Ba^+ ha sido usado en experimentos para observar saltos cuánticos (quantum jumps), para construir implementaciones de estándares de frecuencia (reloj atómico) y más recientemente para usarlos en experimentos de computación cuántica (como qubits) o relojes muy precisos (no con la transición cuadrupolar mencionada arriba, sino otra con ancho de banda más estrecho), lo que hacen del Ba^+ una buena elección para empezar una línea de investigación en enfriamiento láser de iones atrapados. Por supuesto, en el avance del conocimiento y de este campo en particular, siempre es posible que surjan evidencias de la necesidad de cambiar el ion con el que se trabaja ya sea porque tiene una estructura de niveles más adecuada o porque una transición en particular tiene el ancho de banda adecuado para un experimento en particular. Sin embargo, el ion Ba^+ sigue ofreciendo una estructura de niveles que puede ser usada en muchos de los experimentos modernos de óptica cuántica

con iones atrapados.

Capítulo 2

Interferómetro Fabry-Perot

El interferómetro Fabry-Perot fue desarrollado por Charles Fabry y Alfred Perot en 1897 y consiste de dos superficies parcialmente reflejantes alineadas de manera que un haz de luz incidente sea reflejado múltiples veces e interfieran entre si generando un patrón de interferencia que puede ser utilizado para el análisis espectral de la luz. Como superficies reflejantes se pueden utilizar espejos esféricos, planos o una combinación de ellos dependiendo de su aplicación, pero las características básicas del interferómetro pueden ser estudiadas con una configuración de espejos planos.

2.1. Función de Airy

Consideramos dos espejos planos, parcialmente reflejantes y separados entre si, paralelamente, una distancia L . Si no tomamos en cuenta la absorción, cada uno de los espejos tiene una reflectancia R y transmitancia T , de manera que

$$R + T = 1 \quad (2.1)$$

Si se hace incidir sobre uno de los espejos un haz de luz de amplitud E_0 y a un ángulo θ , una parte del haz será reflejada y otra será transmitida dentro de la cavidad. Al llegar al segundo espejo, nuevamente una parte será transmitida y otra reflejada, el proceso continua indefinidamente como se muestra en la figura 2.1a.

Consideramos el frente de onda mostrado en la figura 2.1b, donde la distancia $l_1 + l_2 = l$ adicional para que el haz regrese al mismo frente de onda es

$$l = 2nL \cos(\theta), \quad (2.2)$$

donde n es el índice de refracción del medio entre los espejos. La diferencia de fase entre dos haces transmitidos consecutivos es entonces

$$\phi = 2knL \cos(\theta), \quad (2.3)$$

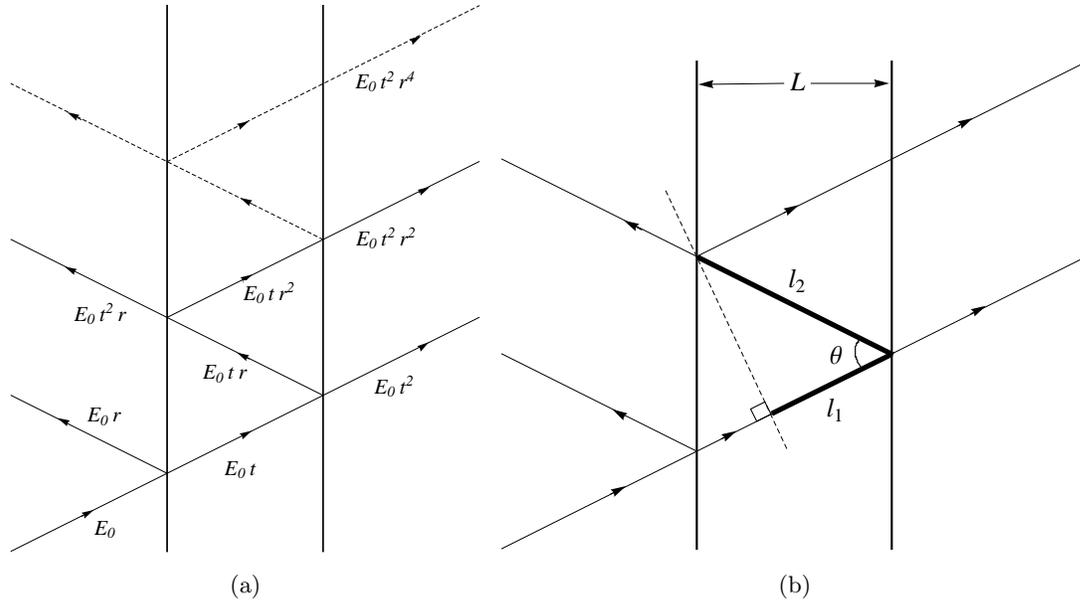


Figura 2.1: Múltiple reflexión y transmisión de un haz de luz entre dos espejos paralelos.

y que podemos reescribir como

$$\phi = \frac{4\pi n L \cos(\theta)}{\lambda}, \quad (2.4)$$

donde hemos sustituido la relación $k = 2\pi/\lambda$, con λ siendo la longitud de onda en el vacío.

Para obtener la amplitud total E_t transmitida por la cavidad sumamos todo los términos del lado derecho y el resultado es la suma geométrica

$$E_t = E_0 t^2 (1 + r^2 e^{i\phi} + r^4 e^{i2\phi} + \dots) = E_0 \frac{t^2}{1 - r^2 e^{i\phi}}, \quad (2.5)$$

donde r y t son los coeficientes de reflexión y transmisión respectivamente. La intensidad total transmitida es entonces

$$I_t = |E_t|^2 = I_0 \frac{|t|^4}{|1 - r^2 e^{i\phi}|^2}. \quad (2.6)$$

Podemos escribir r en términos del cambio de fase ϕ_r debida a una reflexión como

$$r = |r| e^{i\phi_r}, \quad (2.7)$$

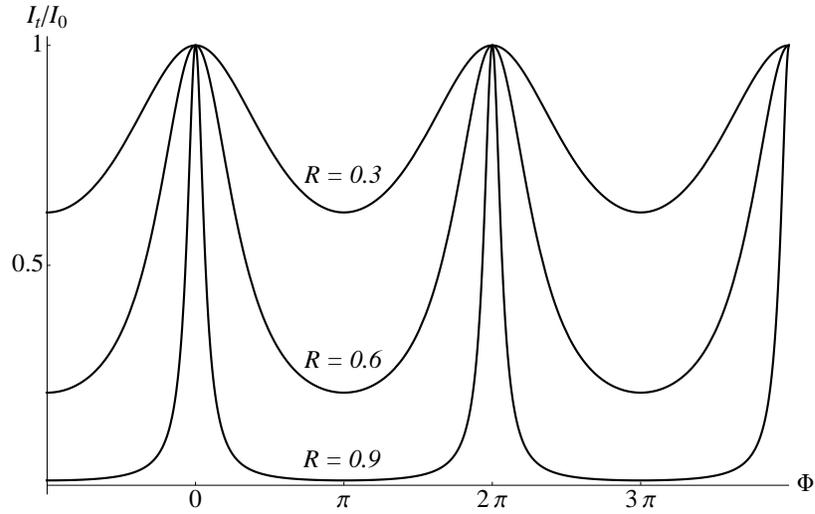


Figura 2.2: Función de Airy.

y de las definiciones $R = |r|^2$ y $T = |t|^2$ la ecuación 2.6 es entonces

$$I_t = I_0 \frac{T^2}{|1 - Re^{i\Phi}|^2}, \quad (2.8)$$

donde Φ es el cambio de fase total debido a la diferencia de trayectoria y a la reflexión, es decir,

$$\begin{aligned} \Phi &= \phi + 2\phi_r \\ &= \frac{4\pi nL \cos(\theta)}{\lambda} + 2\phi_r. \end{aligned} \quad (2.9)$$

La ecuación 2.8 se puede reescribir como

$$I_t = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \text{Sen}^2\left(\frac{\Phi}{2}\right)} \right), \quad (2.10)$$

y de la suposición 2.1 tenemos que

$$I_t = I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \text{Sen}^2\left(\frac{\Phi}{2}\right)}. \quad (2.11)$$

A la ecuación 2.11 se le conoce como función de Airy. La figura 2.2 es una gráfica de esta función en términos de la diferencia de fase Φ y para diferentes valores de R . En ella podemos notar que tiene máximos de transmisión en valores pares de π y mínimos en valores impares, es decir,

$$\text{Máximos cuando } \Phi = 2m\pi \quad , \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.12)$$

$$\text{Mínimos cuando } \Phi = (2m + 1)\pi. \quad (2.13)$$

También podemos notar que los máximos siempre tienen como valor la unidad mientras que el valor de los mínimos, y por lo tanto el valor del ancho de los máximos, dependerá de R . Para valores grandes de R el ancho de los máximos será menor que cuando se tienen valores pequeños de R .

La luz total transmitida resulta en un patrón de interferencia formada por anillos concéntricos correspondientes a haces de luz con diferentes ángulos de incidencia y que satisfacen la ecuación 2.12, esto debido a la divergencia que puede presentar el haz incidente. Para el caso $\theta = 0$, lo que se observa es un punto central brillante u oscuro dependiendo de si se presenta un máximo o un mínimo de transmisión.

2.2. FSR, FWHM y Finesa

Si se aproxima $\text{Sen}(\Phi/2) \sim \Phi/2$, y considerando valores grandes de R (≥ 0.7), se puede calcular el ancho de los máximos de transmisión tomando el valor Φ_H cuando la función de Airy es igual a $1/2$, figura 2.3. El ancho FWHM (Full Width at Half Maximum) será simplemente $2\Phi_H$, esto es,

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \left(\frac{\Phi_H}{2}\right)^2}, \quad (2.14)$$

entonces

$$FWHM = 2\Phi_H = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}. \quad (2.15)$$

Si calculamos la razón entre la separación de los máximos $\Delta\Phi = 2\pi$ y el FWHM obtenemos la finesa de la cavidad,

$$\begin{aligned} F_R &= \frac{\Delta\Phi}{FWHM} \\ &= \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

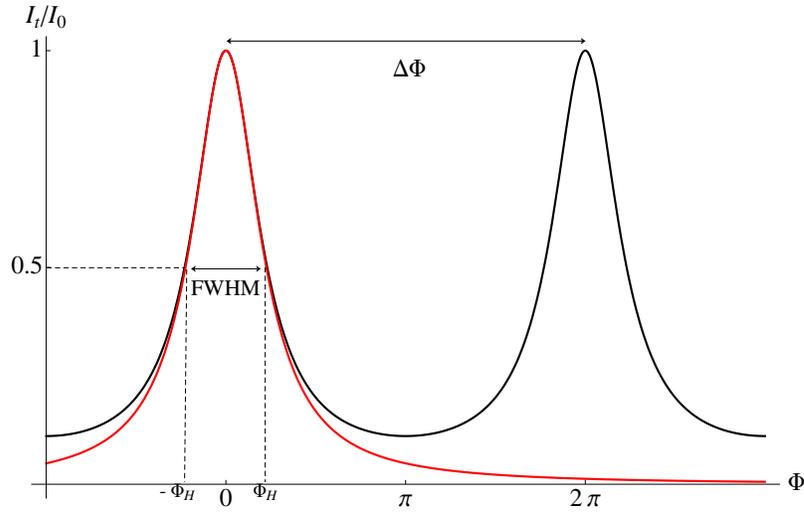


Figura 2.3: En negro: la función de Airy para $R = 0.7$. En rojo: aproximación con $\text{Sen}(\Phi/2) \sim \Phi/2$ y su ancho de línea.

Si en la luz incidente hay presentes más de una longitud de onda, la finesa nos indica entonces una medida de la resolución del instrumento, es decir, su capacidad para diferenciar diferentes componentes de la luz. Si la reflectancia de los espejos es grande, la cavidad tendrá una mejor resolución. La tabla 2.1 nos muestra diferentes valores de la finesa para diferentes valores de R .

Para el caso cuando el haz incide perpendicularmente a los espejos y considerando materiales dieléctricos, $\phi_r = 0$, la condición 2.12 es

$$\lambda = \frac{2nL}{m}, \quad (2.17)$$

que en términos de la frecuencia es

$$\nu = \frac{mc}{2nL}. \quad (2.18)$$

La separación entre dos máximos consecutivos $\Delta\nu$, o FSR (Free Spectral Range), es entonces

$$FSR = \Delta\nu = \frac{c}{2nL}. \quad (2.19)$$

De 2.16 y 2.19 calculamos nuevamente FWHM

R	0.5	0.7	0.9	0.95	0.99
F_R	4.44	8.76	29.8	61.2	155

Tabla 2.1: Valor de F_R para diferentes valores de R .

$$FWHM = \frac{\Delta\nu}{F} \tag{2.20}$$

$$= \frac{c(1-R)}{2\pi nL\sqrt{R}}.$$

Con esto notamos que también se puede incrementar la resolución si se reduce el rango espectral libre, es decir, si se incrementa la distancia entre los espejos o el índice de refracción.

En realidad la finesa no depende únicamente del valor de R , los espejos pueden presentar imperfecciones, es decir, la distancia entre los espejos puede variar para diferentes zonas de la cavidad y por lo tanto la condición 2.12 será diferente, teniendo como consecuencia un ensanchamiento de los máximos de transmisión. Si una imperfección en el espejo es del orden de λ/q , entonces la finesa no puede ser mayor a q . Imperfecciones típicas en los espejos del orden de $\lambda/50$ provocan cambios en el camino óptico de $\lambda/25$, lo que provoca cambios en la fase de $1/25$. La contribución de la irregularidad a la finesa total se puede expresar como

$$F = \left(\frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{50^2} \right)^{-1/2}. \tag{2.21}$$

Otro factor del cual depende el valor de la finesa es de la absorción de la luz incidente por los espejos. Si consideramos absorción, la condición 2.1 es ahora $T + R + A = 1$ y la intensidad máxima transmitida en 2.11 es

$$I_0 \rightarrow I_0 \left(1 - \frac{A}{1-R} \right)^2. \tag{2.22}$$

Esta disminución en la intensidad máxima provoca también un ensanchamiento, y el valor de la finesa medido disminuye de acuerdo con la ecuación 2.16.

En la práctica, la luz incidente también presenta divergencia y, como consecuencia, en la luz transmitida se verán anillos concéntricos correspondientes a haces de luz que inciden en la cavidad a ángulos diferentes si se cumple la relación 2.12, lo que también provoca un ensanchamiento de los máximos de transmisión.

Una ligera inclinación en la alineación de los espejos provoca una imperfección en la superposición de los haces dentro de la cavidad, lo que también provoca un ensanchamiento.

En general, se puede definir la finesa total del interferómetro como

$$\frac{1}{F^2} = \sum \frac{1}{F_i^2}, \quad (2.23)$$

donde F_i representa cada una de las contribuciones a la disminución de la finesa debida las diferentes imperfecciones en el instrumento. Si se utilizan espejos cóncavos se pueden obtener finesas más grandes ya que no se necesita reducir las imperfecciones en los espejos.

2.3. Análisis Espectral

Si la luz incidente en la cavidad está compuesta de diferentes longitudes de onda, se puede analizar su estructura espectral cambiando la condición de interferencia 2.12 y 2.13, por ejemplo, con cambios en el índice de refracción, la distancia de los espejos o el ángulo de incidencia. En este caso se hará el análisis con cambios en la distancia de los espejos.

Para una separación L sólo serán transmitidas aquellas longitudes de onda que satisfagan 2.17. Si el valor de L cambia en una cantidad δL , la longitud de onda que puede ser transmitida también cambiará en un valor $\delta\lambda$ para un valor m' , es decir,

$$\lambda + \delta\lambda = \frac{2n(L + \delta L)}{m'}. \quad (2.24)$$

En algún punto cuando el incremento sea ΔL la longitud de onda original será transmitida nuevamente pero el valor de m habrá cambiado en una unidad, digamos $m + 1$, para poder satisfacer 2.17, esto es,

$$\lambda = \frac{2n(L + \Delta L)}{m + 1}, \quad (2.25)$$

y la condición para que esto suceda es $\Delta L = \lambda/2$.

Si la distancia $\delta\lambda$ entre las componentes espectrales de la luz incidente es suficientemente menor que el rango espectral, las componentes serán transmitidas mientras cambia la distancia entre los espejos hasta que la primera de ellas sea transmitida nuevamente cuando $\Delta L = \lambda/2$, formando así la estructura espectral de la luz. Por otro lado, si la diferencia $\delta\lambda$ es mucho menor que el rango espectral, las componentes podrían no ser resueltas y estar combinadas en una única línea de transmisión. La finesa nos indica el número de máximos de transmisión que pueden ser resueltos dentro del rango espectral.

Capítulo 3

Diodo Láser Sintonizable de Cavidad Extendida

Para su uso en campos como la espectroscopía o enfriamiento láser de átomos, el diodo láser debe emitir en una frecuencia que sea sintonizable y tener un ancho de línea más pequeño que el de la transición que se desea estudiar. En la actualidad existen diodos láser comerciales que emiten con anchos de línea de hasta 100 MHz, y que pueden ser sintonizados en ciertos rangos de frecuencia con cambios de corriente o de temperatura, pero sin un control preciso y de manera discontinua. Si el láser se coloca en una cavidad extendida se puede reducir su ancho de línea y mejorar la sintonización con el uso de un elemento dispersivo.

3.1. Diodo Láser

En general, el diodo láser consiste de un medio activo hecho de un material semiconductor que se encuentra entre dos capas del mismo material dopado para tener uno con exceso de electrones en la banda de conducción, tipo n, y otro con vacantes en la banda de valencia, tipo p. El medio activo es un cristal cuyos extremos forman una cavidad resonante con una reflectancia determinada por

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2. \quad (3.1)$$

Para un valor típico de 3.5 del índice de refracción la reflectancia es aproximadamente del 30 %.

Cuando se hace pasar una corriente eléctrica a través de la unión p-n, electrones de la región n son dirigidos hacia la región activa donde decaen a la banda de valencia emitiendo fotones en el proceso. En una unión altamente dopada, la concentración de electrones en la banda de conducción puede ser mucho mayor que en la banda de valencia, esto equivale a una inversión de población y puede ocurrir emisión estimulada. Esta es la base de la ganancia (o amplificación) y acción láser en el diodo.

El valor de la reflectancia puede ser incrementado al 99 % si se aplica una capa reflejante a uno de los extremos de la cavidad dejando al otro con una reflectancia parcial que es por donde la luz láser es emitida. El haz emitido desde esta cara del diodo es un punto de una cuantas micras elongado paralelamente a la unión p-n. Idealmente, este punto es la cintura de un haz gaussiano con frentes de onda planos. Debido a las reducidas dimensiones del área de emisión, el haz es altamente divergente con una sección transversal elíptica, figura 3.1a.

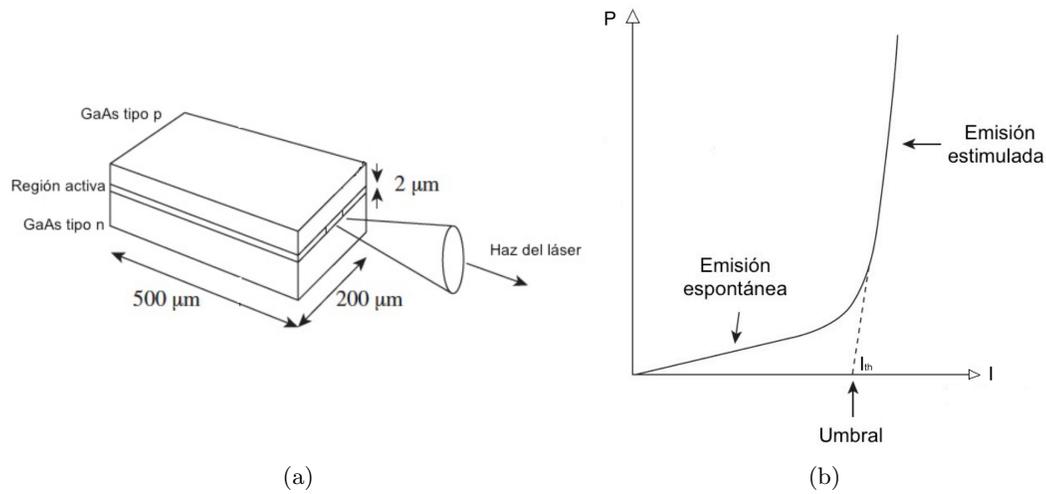


Figura 3.1: (a) Dimensiones típicas de un diodo láser. (b) Curva L-I. [2]

La potencia del diodo láser tiene una dependencia con la corriente de inyección como se muestra en la figura 3.1b. Hasta una cierta corriente de umbral I_{th} , la luz es emitida por emisión espontánea, por arriba de esta corriente se inicia la emisión estimulada y luz láser es emitida. En este caso, la relación entre potencia y corriente de inyección está dada por

$$P = \frac{h\nu\eta}{e}(I - I_{th}), \quad (3.2)$$

donde h es la constante de Planck, e la carga del electrón, I_{th} la corriente de umbral y $\eta (< 1)$ es la probabilidad de que ocurra decaimiento radiativo en la región activa y se generen fotones de frecuencia ν . En el medio activo también se presentan pérdidas, α_{int} , de la luz confinada en la cavidad provocadas, por ejemplo, por absorción y dispersión. Los extremos generan una pérdida por transmisión expresada por [30]

$$\alpha_m = \frac{1}{2l_D} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right), \quad (3.3)$$

donde l_D es la longitud de la cavidad.

La condición de umbral impone condiciones periódicas en la magnitud y fase de la luz dentro de la cavidad. Para la magnitud se requiere que la ganancia de umbral g_{th} sea igual a la pérdida total,

$$g_{th} = \alpha_{int} + \alpha_m. \quad (3.4)$$

La condición para la fase está especificada por los modos longitudinales de la cavidad, las frecuencias ν_q que pueden ser amplificadas son

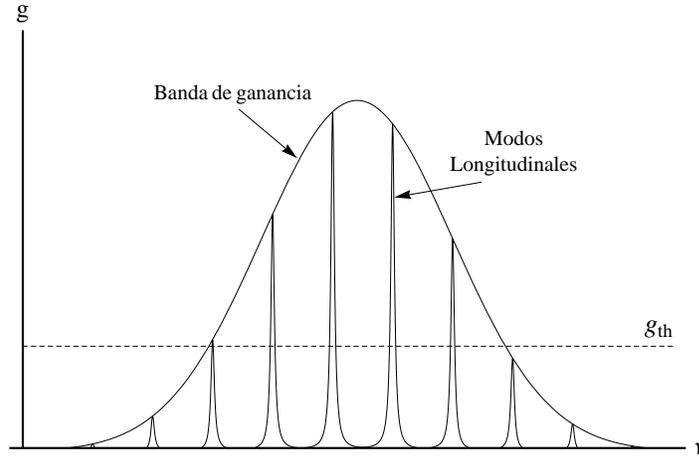


Figura 3.2: Banda de ganancia y modos longitudinales.

$$\nu_q = \frac{qc}{2nl_D}, \quad (3.5)$$

donde q es un número entero.

Debido al amplio espectro de emisión que presentan, este tipo de láseres pueden emitir simultáneamente en diferentes frecuencias dependiendo de los modos longitudinales de la cavidad y de su separación $\Delta\nu_D$, figura 3.2,

$$\Delta\nu_D = \frac{c}{2nl_D}, \quad (3.6)$$

pero únicamente aquellos modos cuya ganancia sea mayor que g_{th} serán emitidos. El ancho de línea de un diodo láser emitiendo en un sólo modo está expresado por

$$\Delta\nu_o = \frac{h\nu v_g^2 n_{sp} g_{th} \alpha_m}{8\pi P} (1 + \beta^2), \quad (3.7)$$

donde v_g es la velocidad de grupo, n_{sp} el factor de emisión espontánea, y β el factor de ensanchamiento [31]. Anchos de línea para este tipo de láseres son generalmente mayores a los 10 MHz y la separación entre sus modos es del orden de 10^2 GHz. La longitud de onda central depende principalmente de la corriente de inyección y la temperatura, por lo tanto, pueden ser sintonizados de esta manera pero en rangos limitados y de manera no muy precisa. Si la temperatura del láser se incrementa, tanto el máximo de la banda de ganancia y modos longitudinales de la cavidad (debido a la dependencia del índice de refracción del medio activo con la temperatura) se desplazan. No lo hacen, sin embargo, al mismo ritmo y el resultado son cambios o saltos de modo en el láser.

3.2. Diodo Láser de Cavidad Extendida

3.2.1. Retroalimentación

Debido a la amplia divergencia del haz es necesario utilizar un elemento óptico con una apertura numérica lo suficientemente grande para optimizar la colección de la luz y colimar el haz. La apertura numérica del lente debe ser mayor a la del diodo láser [30], es decir,

$$AN > \text{Sen}(\theta_D), \quad (3.8)$$

donde θ_D es la divergencia del haz y se mide en grados respecto al eje óptico. Otros factores a tomar en cuenta en la elección de la óptica adecuada son la longitud de onda, la elipticidad del haz y la aberración esférica. Debido a la elipticidad del haz, en la ecuación 3.8 se elige el ángulo donde la divergencia sea mayor. Las lentes asféricas son elementos comúnmente utilizados para este propósito ya que no generan aberración esférica.

Con la aproximación de la lente delgada se puede determinar la distancia focal de la lente necesaria para generar un haz colimado de radio ρ , así,

$$f_t = \frac{\rho}{\text{Tan}(\theta_D)}. \quad (3.9)$$

Al colocar el diodo láser en un sistema de cavidad extendida, mediante retroalimentación óptica y dependiendo de las condiciones de interferencia, las propiedades de este tipo de láseres se pueden ver afectadas significativamente; pueden emitir en un sólo modo con ancho de línea muy reducido, la intensidad se ve incrementada, la corriente de umbral disminuye y se estabiliza la longitud de onda.

La retroalimentación óptica consiste en lograr que parte del haz emitido por el diodo láser regrese a su cavidad interna y se produzca interferencia. La manera más simple de implementar la retroalimentación es utilizando un espejo para reflejar el haz directamente hacia el láser, teniendo así un sistema ECDL. Al incrementar la longitud de la cavidad una distancia l_e , los modos longitudinales son ahora

$$\nu_{q_e} = \frac{q_e c}{2(nl_D + l_e)}, \quad (3.10)$$

y la diferencia entre ellos es

$$\Delta\nu_e = \frac{c}{2(nl_D + l_e)}. \quad (3.11)$$

Si la cavidad extendida es de unos cuantos centímetros entonces $\Delta\nu_e$ es del orden de 10^2 MHz - 10 GHz. El láser emitirá en el modo externo que se encuentre mejor acoplado con uno interno y más cercano al máximo de ganancia. Con esto, y dependiendo de la intensidad de la retroalimentación, el espectro del láser es reemplazado con un conjunto de modos longitudinales más cercanamente espaciados con uno central de mayor intensidad, emitiendo así en un solo modo y ancho de línea de unos cuantos KHz [32].

El ancho de línea es reducido por un factor de, [33],

$$\Delta\nu = \Delta\nu_o \left(1 + \frac{\tau_e}{\tau_e + \tau_D} \right)^{-2}, \quad (3.12)$$

donde τ_D y τ_e son el tiempo de vida del fotón dentro de la cavidad del diodo y la cavidad externa respectivamente. Con una cavidad externa grande se pueden conseguir anchos de línea muy reducidos pero a expensas de estabilidad mecánica. Las transiciones atómicas fuertes tienen anchos de línea típicos de algunos MHz, por lo tanto, trabajar con cavidades de unos pocos centímetros es suficiente, ya que pueden generar anchos de línea del orden de KHz.

3.2.2. Sintonización

Si en lugar o en combinación con el espejo se coloca un elemento dispersivo, es posible seleccionar mecánicamente la longitud de onda de emisión del láser sin necesidad de variar su temperatura o corriente de inyección. Existen diferentes elementos y configuraciones para retroalimentar y sintonizar el diodo láser pero las rejillas de difracción son los elementos más utilizados. Consisten de un gran número de ranuras (o líneas) sobre un sustrato y están igualmente espaciadas. Existen rejillas de difracción que funcionan por transmisión y otras por reflexión, estas últimas son las que comúnmente se utilizan en los sistemas sintonizables. También se les cataloga por la forma en que son fabricadas, existen rejillas cuyas líneas son generadas mecánicamente y las rejillas holográficas, donde las líneas son generadas al exponer una película fotoresistiva con un patrón de interferencia de luz láser.

Ecuación de la Rejilla

Cuando un haz de luz incide sobre la rejilla, cada línea genera un haz difractado en una cierta dirección y se genera un patrón de interferencia para cada longitud de onda que compone la luz incidente. Para que exista interferencia constructiva la diferencia entre los caminos recorridos por cada componente difractada debe ser igual a un múltiplo entero de la longitud de onda. Al múltiplo entero se le llama orden de difracción y la condición de interferencia está definida por la ecuación de la rejilla

$$m\lambda = d(\text{Sen}(\alpha) + \text{Sen}(\beta)), \quad (3.13)$$

donde m es el orden de difracción, λ es la longitud de onda, d es la separación entre líneas de la rejilla, α es el ángulo de incidencia del haz y β es el ángulo de difracción, estos ángulos medidos respecto a la normal de la rejilla. La figura 3.3 nos muestra el funcionamiento de la rejilla con los ordenes de difracción -1, 1 y el cero. El orden cero es la reflexión especular del haz incidente, es decir, $\alpha = \beta_0$.

Dispersión Angular

La dispersión es una medida de la separación que existe entre luz dispersada de diferente longitud de onda. La dispersión angular D indica el cambio en el ángulo de difracción β por unidad de longitud

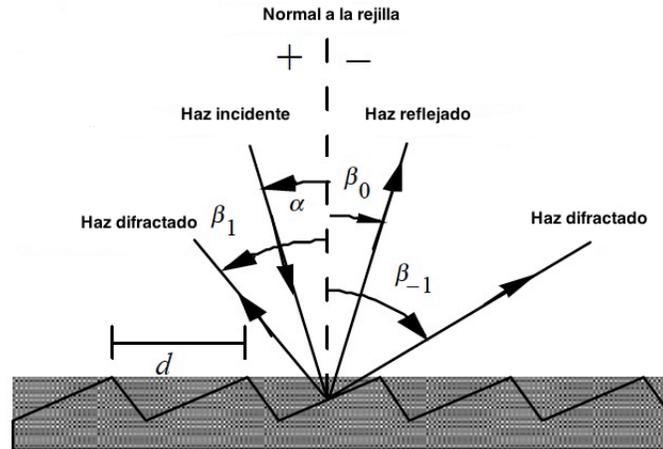


Figura 3.3: Rejilla de difracción.

de onda y se obtiene diferenciando la ecuación 3.13 respecto a λ ,

$$D = \frac{m}{d} \text{Sec}(\beta). \quad (3.14)$$

Y en términos de λ tenemos

$$D = \frac{\text{Sin}(\alpha) + \text{Sin}(\beta)}{\lambda \text{Cos}(\beta)}. \quad (3.15)$$

Resolución

El poder de resolución R se define como la capacidad de separar dos líneas espectrales adyacentes presentes en el haz incidente con longitud de onda promedio λ y se expresa como

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (3.16)$$

donde $\Delta\lambda$ es la resolución, es decir, la diferencia en longitud de onda de dos líneas espectrales que pueden ser distinguidas.

El poder de resolución para una rejilla plana es

$$R = |m|N. \quad (3.17)$$

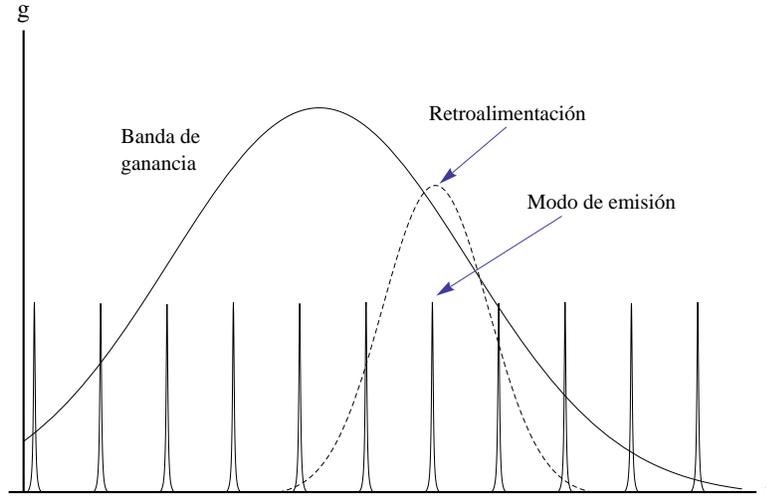


Figura 3.4: Frecuencia de emisión al retroalimentar el láser con la rejilla de difracción.

Con N igual al número de líneas iluminadas por el haz incidente. Si comparamos 3.16 y 3.17, la resolución se puede calcular como

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{|m|N}. \quad (3.18)$$

Eficiencia

Para una rejilla de reflexión, la eficiencia se define como la potencia de la luz difractada relativa a la potencia de la luz incidente y tiene dependencia con la longitud de onda y orden de difracción. A su dependencia con la longitud de onda, a un cierto orden de difracción, se le llama curva de eficiencia y usualmente presentan un sólo máximo a una longitud de onda pico. El máximo de la curva se reduce en magnitud y se desplaza hacia longitudes de onda más pequeñas conforme $|m|$ crece.

En muchos casos la potencia difractada depende de la polarización de la luz incidente. Luz con polarización TE debe ser paralela a las líneas de la rejilla y luz con polarización TM debe ser perpendicular a las líneas.

La elección de una rejilla con cierta curva de eficiencia depende de su aplicación, una rejilla con alta eficiencia es más útil para medir transiciones débiles que una con con baja eficiencia.

Sintonización

Al retroalimentar el láser con la luz proveniente de un orden de difracción, en la figura 3.3 existirán, además de la banda de ganancia del láser, también los modos longitudinales de la cavidad externa y la curva de ganancia de la rejilla, figura 3.4. El láser emitirá en el modo que se encuentre más cercano al centro de la curva de la rejilla. La selección de la frecuencia de emisión se consigue al rotar la rejilla, es decir, al desplazar su curva de ganancia respecto a la del láser. Al rotar la rejilla, la longitud de la cavidad externa también cambiará y los modos longitudinales se verán desplazados. Si no lo hacen al

mismo ritmo existirán saltos en la frecuencia de emisión cuando la diferencia entre la curva de la rejilla y el modo oscilante sea igual a la mitad de la separación entre modos.

3.3. Configuraciones Littrow y Littman

Dos configuraciones más usuales y que utilizan la rejilla de difracción como medio selector de longitud de onda son Littrow y Littman-Metcalf. Estas configuraciones consisten básicamente de un diodo láser (con o sin capa antirreflejante), un lente colimador, la rejilla de difracción y, en el caso de la configuración Littman, un espejo adicional.

Para tener un buen funcionamiento de la cavidad y poder seleccionar la longitud de onda sin cambios de modo se debe maximizar la retroalimentación, optimizar la alineación, y tener un buen control de la corriente de inyección y temperatura.

3.3.1. Littrow

Esta configuración es la más utilizada por su simplicidad, fácil alineamiento y buen desempeño. En este caso la rejilla es orientada de manera que el primer orden de difracción es utilizado para retroalimentar el láser, formando así la cavidad extendida entre la parte posterior del láser y la rejilla, figura 3.5a. Sin embargo, tiene la desventaja de que al sintonizar con la rejilla el haz de salida cambia de dirección. Para remediarlo, se puede colocar un espejo con su superficie orientada perpendicularmente a la de la rejilla, la rotación simultánea del espejo y la rejilla mantiene el haz de salida sin cambios en su dirección [34].

En esta configuración $\alpha = \beta$, la dispersión es entonces

$$D = \frac{2 \tan(\alpha)}{\lambda}, \quad (3.19)$$

y la resolución es

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2Nd|\sin(\alpha)|}. \quad (3.20)$$

3.3.2. Littman-Metcalf

En este caso el haz incide sobre la rejilla a ángulo rasante y un espejo es utilizado para reflejar el primer orden difracción hacia a la rejilla nuevamente y de regreso al láser, figura 3.5. La sintonización se logra al cambiar el ángulo del espejo respecto de la rejilla. La ventaja de esta configuración es que al pasar el haz dos veces por la rejilla tiene una mayor resolución, otra ventaja es que al sintonizar con el espejo el haz de salida no cambia su dirección. Como desventajas tiene la difícil alineación y menor estabilidad mecánica. La potencia es menor comparada a la de la configuración Littrow debido a que hay ordenes de difracción que no son utilizados.

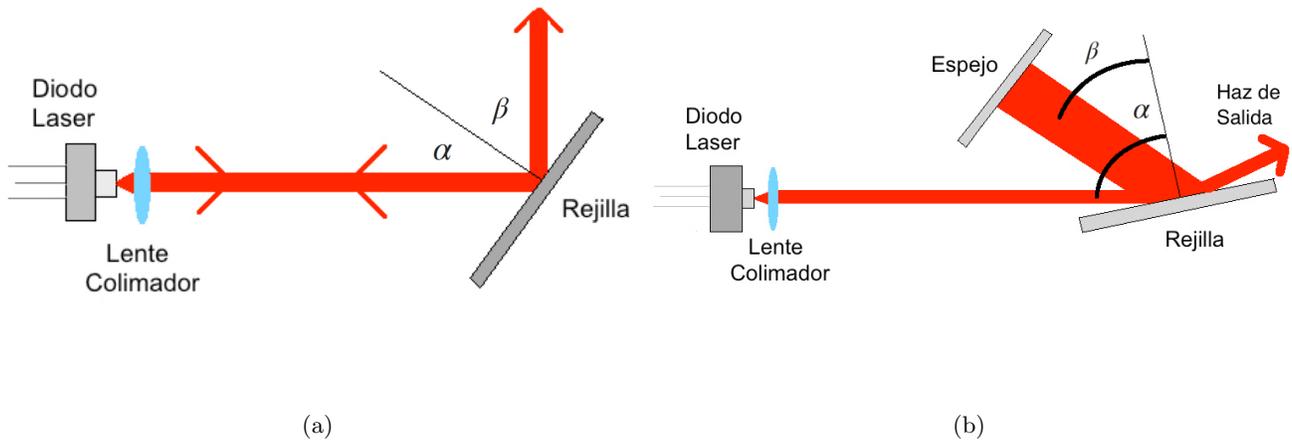


Figura 3.5: (a) Configuración Littrow. (b) Configuración Littman.

En esta configuración, la dispersión es dos veces la de la configuración Littrow,

$$D = \frac{4 \tan(\alpha)}{\lambda}, \quad (3.21)$$

y la resolución mejora por un factor de dos

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{4Nd|\text{Sen}(\alpha)|}. \quad (3.22)$$

Con ambas configuraciones puede lograrse, en principio, buenas características espectrales como son la emisión de un solo modo, ancho de línea del orden de los kHz y sintonización sobre todo el ancho de ganancia del láser, en comparación con otros tipos de sistemas sintonizables compactos (por ejemplo los láseres DBR y DFB) en los que el intervalo de sintonización suele ser limitado y el ancho de línea es hasta tres ordenes de magnitud mayor. Son estas características de los sistemas de diodo sintonizable de cavidad extendida lo que los hace ideales para un gran número de aplicaciones.

Capítulo 4

Desarrollo Experimental

4.1. Interferómetro Fabry-Perot

Para un primer diagnostico del sistema de diodo láser, se empezó a construir un interferómetro Fabry-Perot de espejos planos. Los espejos tienen un diámetro de 25 mm y una reflectancia medida de $(95.2 \pm 0.1)\%$. Para la alineación de los espejos se utilizaron monturas con tornillos micrométricos, y éstas están sujetadas a la mesa óptica. Se colocó un piezoeléctrico Thorlabs PA3JE en uno de los espejos para cambiar la distancia de la cavidad y poder hacer un análisis espectral del láser. También se pegó al piezoeléctrico un anillo de alúmina de 25 mm de diámetro para poder ser sujetado a la montura, figura 1.1a. Se colocaron dos lentes para formar un telescopio e incrementar el diámetro del haz incidente en la cavidad para poder observar el patrón de interferencia, una lente con distancia focal de 25 mm y otra de 200 mm. El diámetro del haz es de aproximadamente un 1 cm.

4.1.1. Finesa

Para una reflectancia del 95.2%, la finesa F_R es

$$F_R = 64 \pm 1. \quad (4.1)$$

4.1.2. Caracterización del Piezoeléctrico

Las dimensiones del piezo son de 3x3x2 mm y para controlar el voltaje aplicado se utiliza un generador de funciones Tektronix AFG1022, cuya señal pasa a un amplificador de voltaje Burleigh PZ-300M. Se comprobó la relación lineal entre el voltaje del amplificador y la señal del generador, figura 4.1. Para cambiar la distancia entre los espejos se aplica una rampa de voltaje al piezoeléctrico. En sus especificaciones se señala que el desplazamiento máximo es de 1.8 μm con 100 V aplicados.

Se colocó el espejo en el brazo de un interferómetro de Michelson para probar el funcionamiento del piezoeléctrico con un He-Ne de 632.8 nm. Hubo un cambio de máximo a mínimo en el patrón de interferencia con 20 V aplicados. El desplazamiento de piezoeléctrico fue entonces de aproximadamente media longitud de onda, 316.4 nm. Sus especificaciones señalan que con 20 V el desplazamiento es de ≈ 375 nm.

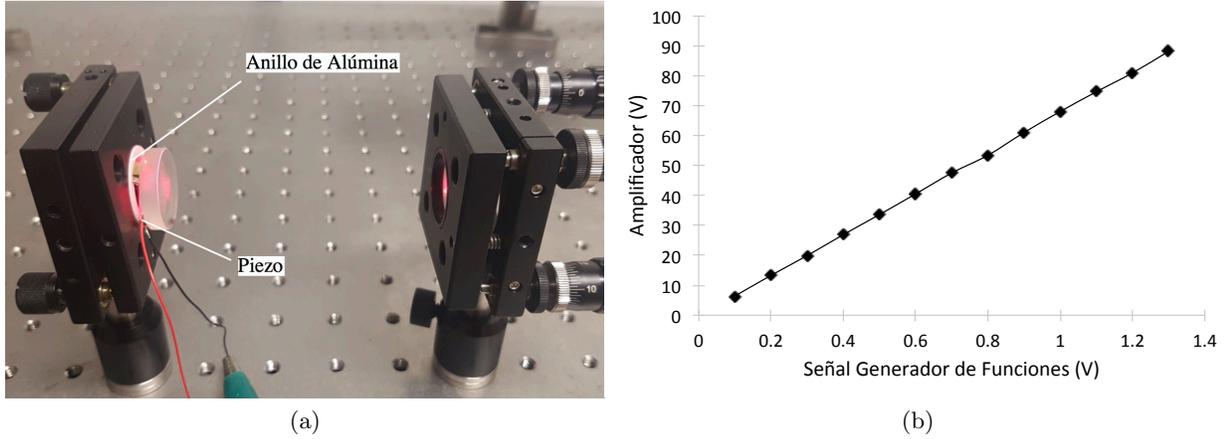


Figura 4.1: a) Cavidad Fabry-Perot. b) Amplificación de la señal del generador de funciones.

4.1.3. Pruebas en un He-Ne

Para probar el funcionamiento del interferómetro se hizo el análisis espectral de un He-Ne Thorlabs HNL050R. Su longitud de onda es de 632.8 nm y la distancia entre los modos longitudinales es de 435 MHz [35]. Se hicieron pruebas para tres rangos espectrales correspondientes a una longitud de la cavidad de 3.6, 8.8 y 23.8 cm,

$$FSR_1 = \frac{c}{2(0,036 \text{ m})} = (4,16 \pm 0,06) \text{ GHz}, \quad (4.2)$$

$$FSR_2 = \frac{c}{2(0,088 \text{ m})} = (1,7 \pm 0,01) \text{ GHz}, \quad (4.3)$$

$$FSR_3 = \frac{c}{2(0,238 \text{ m})} = (630 \pm 1) \text{ MHz}. \quad (4.4)$$

Con estos valores, la resolución teórica es de

$$FWHM_1 = \frac{FSR_1}{F_r} = (65 \pm 1) \text{ MHz}, \quad (4.5)$$

$$FWHM_2 = \frac{FSR_2}{F_r} = (26,6 \pm 0,4) \text{ MHz}. \quad (4.6)$$

$$FWHM_3 = \frac{FSR_2}{F_r} = (9,8 \pm 0,2) \text{ MHz}. \quad (4.7)$$

Rango Espectral de 4.16 GHz

Para todos los rangos se aplicó al piezoelectrico una rampa de voltaje triangular. En la figura 4.2 se muestra el espectro del He-Ne para un rango espectral de 4.16 GHz y una rampa de 20 V de amplitud. En él se observa que el láser consiste de una estructura de 4 modos longitudinales con uno

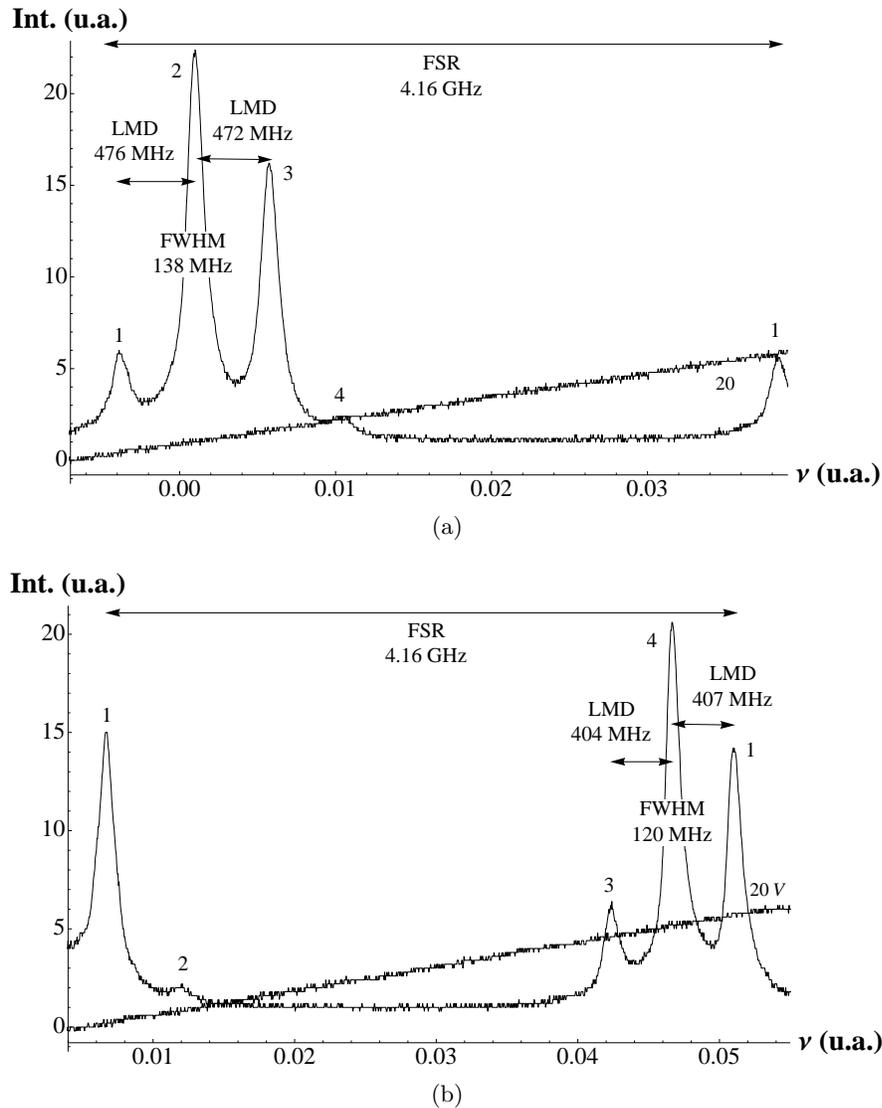


Figura 4.2: Estructura espectral de un He-Ne con cavidad de 4.16 GHz y rampa de 20 V.

central dominante. El rango espectral libre corresponde a la distancia entre los modos 1-1. Con esto, la distancia entre los modos 1-2 y 2-3 resulta ser de 476 y 472 MHz respectivamente, figura 4.2a. El ancho del modo dominante es de 138 MHz, que corresponde a una finesa FSR/FWHM de 30.

La figura 4.2b corresponde al caso cuando la posición del espectro está invertida respecto a la rampa, es decir, ahora se encuentra en el extremo de mayor amplitud. El rango espectral es la distancia entre los modos 1-1 y la distancia entre los modos 3-4 y 4-1 es de 404 y 407 MHz. El ancho del modo dominante es de 120 MHz, lo que corresponde a una finesa de 35. Se puede observar un ensanchamiento en el LMD y FWHM que depende de su posición respecto a la rampa.

Cuando la amplitud de la rampa es mayor y se pueden observar tres estructuras completas, también se observa un ensanchamiento en el FSR. Entonces, el valor de las mediciones dependerá también del rango espectral que se utilice para realizarlas. Se pensó que esto podía ser causa de una desalineación provocada por el movimiento del piezo, pero al modificar la alineación de los espejos y repetir las mediciones se presenta el mismo ensanchamiento y el único cambio era en el ancho de los modos. Por otro lado, las especificaciones señalan que el piezoelectrico presenta histéresis, es decir, el despla-

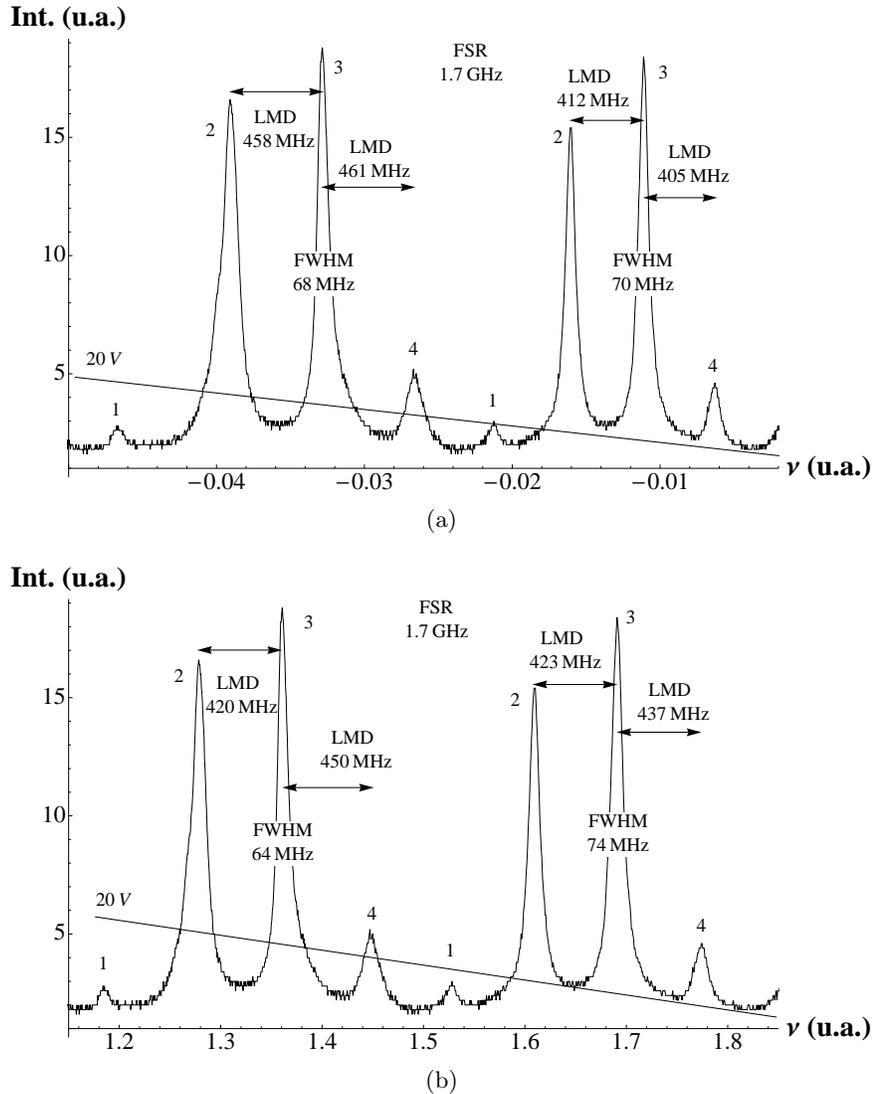


Figura 4.3: Estructura espectral de un He-Ne con cavidad de 1.7 GHz y rampa de 20 V.

miento cuando el voltaje crece es diferente a aquel cuando el voltaje decrece, por lo tanto, la relación del desplazamiento con el voltaje no es lineal (apéndice), ésto podría causar el ensanchamiento. Para disminuir este efecto, las mediciones se hacen cuando la rampa cubre solo un rango espectral, como es el caso de 20 V en la figura 4.2.

Se ha observado que la diferencia entre las mediciones hechas en extremos opuestos de la rampa y el valor especificado de 435 MHz es similar, y si calculamos el promedio entre los valores medidos, tenemos que la distancia de los modos es de (440 ± 18) MHz. De igual manera, el ancho del modo dominante es de (128 ± 6) MHz y con una finesa de (33 ± 2) .

Rango Espectral de 1.7 GHz

La figura 4.3 corresponde a un rango espectral de 1.7 GHz, la rampa tiene una amplitud de 30 V y tenemos dos espectros completos. Tomamos en cuenta tres rangos espectrales correspondientes a la distancia entre los modos 2-2, 3-3 y 4-4. Se midió la distancia entre los modos 2-3 y 3-4. En a) se

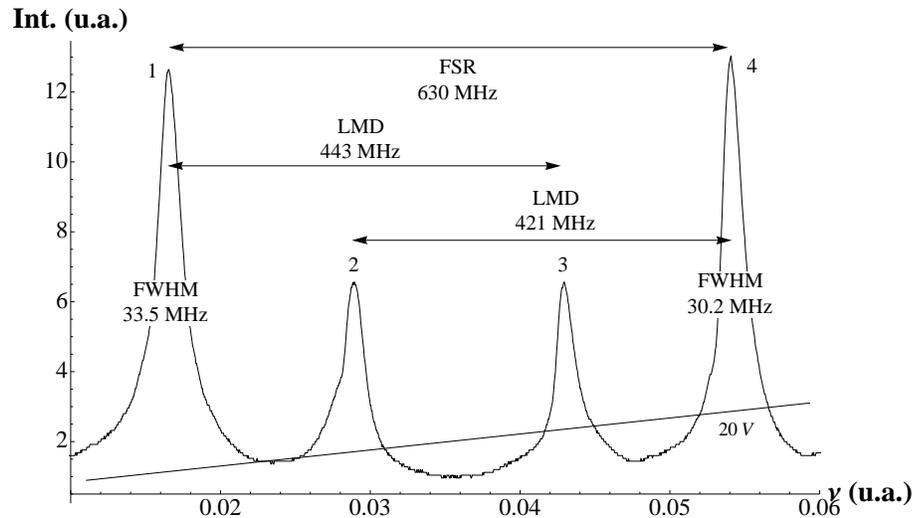


Figura 4.4: Estructura espectral de un He-Ne con rango espectral de 630 MHz y rampa de 20 V.

FSR (MHz)	LMD (MHz)	LMDa (MHz)	FWHM (MHz)	FWHMa (MHz)	F
4160 ± 60	440 ± 18		128 ± 6		33 ± 2
1700 ± 10	434 ± 14	433 ± 7	69 ± 1	69 ± 3	24.6 ± 0.4
630 ± 1	432 ± 8		32 ± 1		19.8 ± 0.6

Tabla 4.1: Valores promedio de LMD, FWHM y F para los tres rangos espectrales.

consiguió un valor promedio de (434 ± 14) MHz. El ancho promedio del modo dominante es de (69 ± 1) MHz, lo que corresponde a una finesa de 24.6 ± 0.4 . Se observó que el ensanchamiento de la distancia entre modos, en todos los casos, puede seguir un perfil exponencial en función de su posición relativa a la rampa. Si se ajustan los datos del espectro 4.a a este perfil, como resultado tenemos la figura 4.b. El promedio es de (433 ± 7) MHz para la distancia entre los modos y para el ancho del modo dominante un valor de (69 ± 3) MHz con finesa de (25 ± 1)

Rango Espectral de 630 MHz

En la figura 4.4 se muestra el espectro obtenido para el rango espectral de 630 MHz y rampa de 20 V. Para este caso el rango espectral de la cavidad no es lo suficientemente grande, las estructuras se presentan combinadas y no aparecen completas. Los modos 1 y 3 pertenecen a la primera estructura, los modos 2 y 4 a la segunda estructura. El rango espectral es la distancia entre los modos dominantes 1-4. La distancia promedio medida entre los modos 1-3 y 2-4 es de (432 ± 8) MHz. El ancho promedio del modo dominante se midió en (32 ± 1) MHz, lo que corresponde a una finesa de (19.7 ± 0.6)

En este caso se puede observar una disminución en el ensanchamiento observado en los casos anteriores. Ésto se debe a la disminución de la diferencia que existe entre el rango espectral y las distancias que se desean medir.

Hasta el momento se ha tomado a la finesa F_r para calcular la resolución teórica correspondiente a las ecuaciones 4.5-4.7. Observando los valores de F medidos de la tabla 4.1 es evidente que existen contribuciones a la disminución de la finesa de su valor teórico. Como ya se mencionó anteriormente, la alineación en este caso parece ser la principal contribución. La inestabilidad mecánica puede jugar un

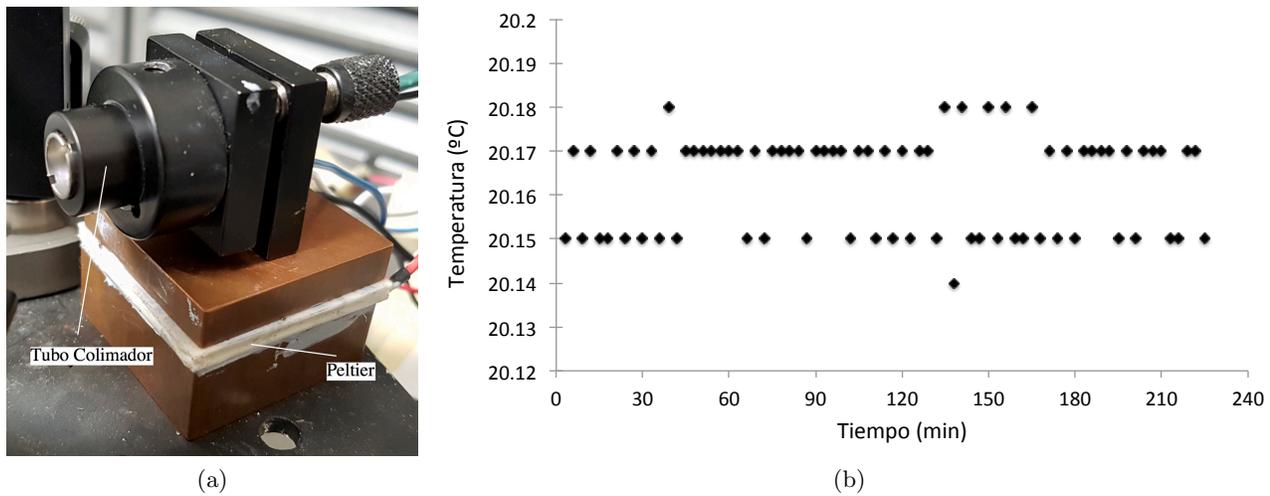


Figura 4.5: a) Montura del diodo láser. b) Control de temperatura dentro de un rango de 0.02 °C.

papel importante ya que al tener una distancia entre los espejos de 24 cm implica una disminución en la finesa comparada a la finesa de la cavidad cuando la distancia es de 3 cm, tabla 4.1. Es importante entonces procurar buena estabilidad mecánica (y térmica) si se desea trabajar con distancias grandes.

4.2. Diodo Láser de 658 nm

Para este trabajo se utilizó un diodo láser comercial con una longitud de onda de 658 nm. Se colocó en un tubo colimador con una lente esférica Thorlabs de apertura numérica 0.55 y distancia focal de 4.5 mm. A una montura de plataforma de 25x25 mm se le hizo un orificio para montar el diodo con tubo colimador y poder ser alineado. El haz colimado resultante tiene una forma elíptica de 5 mm de diámetro en el eje mayor.

Para alimentar el láser se utiliza un controlador Newport 505B con resolución de 0.01 mA. Para el control de temperatura se construyeron dos bases rectangulares de cobre. Una, donde se coloca la montura del láser, es de 40x40x5 mm, y la otra, que funciona como disipador de calor, es de 40x40x15 mm. Entre ambas bases se colocó un enfriador termoeléctrico para extraer el calor del láser hacia el disipador, figura 4.5a. Para ello se utiliza un controlador de temperatura Lightwave LDT-5910B con resolución de 0.01 °C.

4.2.1. Caracterización del Diodo Láser en Modo Libre

Control de Temperatura

Para controlar la temperatura del láser utilizamos un enfriador termoeléctrico (TEC), su funcionamiento está basado en el efecto Peltier y caracterizado por dos placas de cerámica que cubren uniones de dos metales diferentes. Al hacer pasar una corriente a través del TEC, el calor es transferido de una placa de cerámica a la otra y la dirección de la corriente dicta cuál placa es la que va a ser enfriada, al invertir la corriente se invierte el efecto. Se colocó un termistor de 10k dentro del tubo colimador para poder monitorear la temperatura del láser, también con el controlador de temperatura. Las pruebas mostraron que si el láser no se encuentra aislado del ambiente, el control de temperatura depende, en

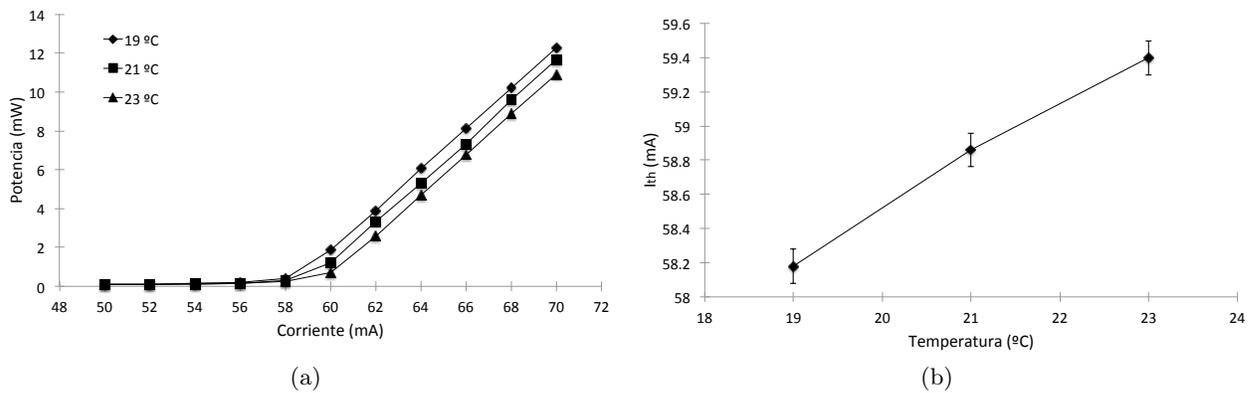


Figura 4.6: a) Perfil de intensidad. b) Dependencia de I_{th} con la temperatura.

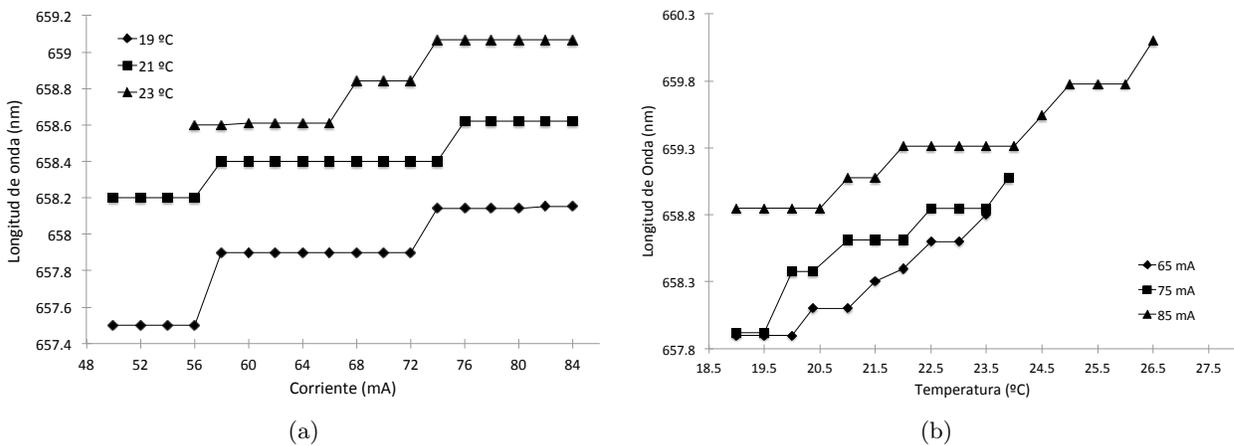


Figura 4.7: Dependencia de la longitud de onda: a) Con la corriente. b) Con la temperatura.

cierta medida, de la diferencia que exista entre la temperatura ambiente y la temperatura a la que se quiere mantener el láser. La figura 4.5b muestra el control de temperatura en un rango de $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$ y corriente de 80 mA. El control fue al menos de 4 horas y durante este tiempo la temperatura ambiente cambio $0.4\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Perfil de Intensidad

Se determinó como cambia la potencia del haz colimado al variar la corriente de inyección a temperaturas de 19, 21 y $23\text{ }^{\circ}\text{C}$, figura 4.6a. De ahí, podemos notar que la potencia disminuye y la corriente de umbral aumenta si la temperatura del láser aumenta. Es conveniente entonces operar con temperaturas bajas para optimizar la potencia del láser. Los valores de la corriente de umbral fueron de 58.2, 58.9 y 59.5 mA.

Sintonización

Para determinar la sintonización del láser con cambios en la corriente a temperatura constante se utilizó un espectrómetro Thorlabs. La figura 4.7a muestra la sintonización en un rango de 50 a 84 mA y a temperaturas de 19, 21 y $23\text{ }^{\circ}\text{C}$, se observa el incremento de la longitud de onda con el incremento

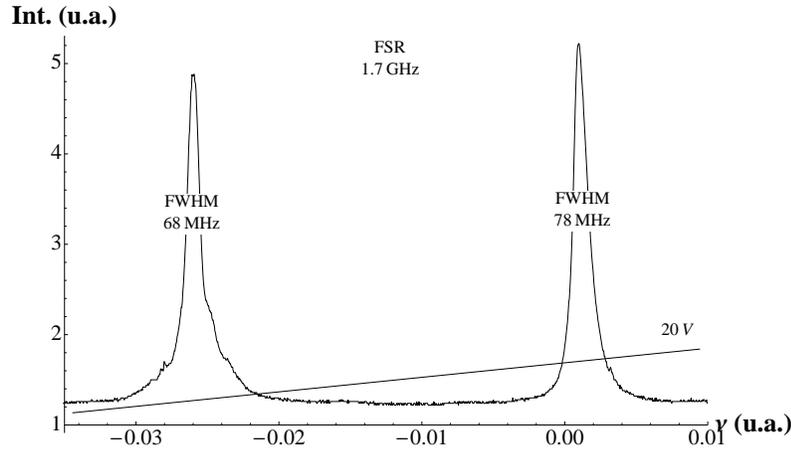


Figura 4.8: Ancho de línea del diodo láser con un rango espectral de 1.7 GHz.

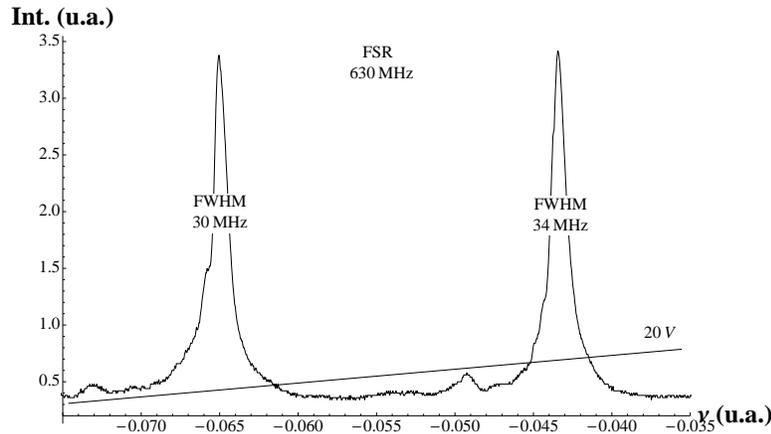


Figura 4.9: Ancho de línea del diodo láser con un rango espectral de 630 MHz.

de la corriente y la temperatura. Se obtuvieron sintonizaciones de 0.65, 0.42 y 0.47 nm con saltos de modo.

La sintonización con temperatura a corriente constante se muestra en la figura 4.7b. El cambio en la temperatura fue en un rango de 19 a 24 °C a corrientes de 65 y 75 mA, y de 19 a 27 °C a 85 mA. Se observaron sintonizaciones de 0.9, 1.16 y 1.25 nm con saltos de modo.

Ancho de Línea

Para $n = 3.4$ [36], de la ecuación 3.1 tenemos que $R = 0.3$. Tomando $l_D = 250 \mu\text{m}$, de la ecuación 3.3,

$$\alpha_m = \frac{1}{2(250 \mu\text{m})} \ln \left(\frac{1}{0.3} \right) = 2424 \text{ m}^{-1}, \quad (4.8)$$

Con la ecuación 3.7 podemos aproximar teóricamente el ancho de línea del láser. Con valores típicos [4, 36]: $v_g = c/4.2$, $n_{sp} = 1.5$, $\alpha_{int} = 4500 \text{ m}^{-1}$, $\beta = 5$; con frecuencia del láser de 455.6 THz y potencia de 6.7 mW correspondiente a una corriente de 65 mA y 20 °C, el ancho de línea es de

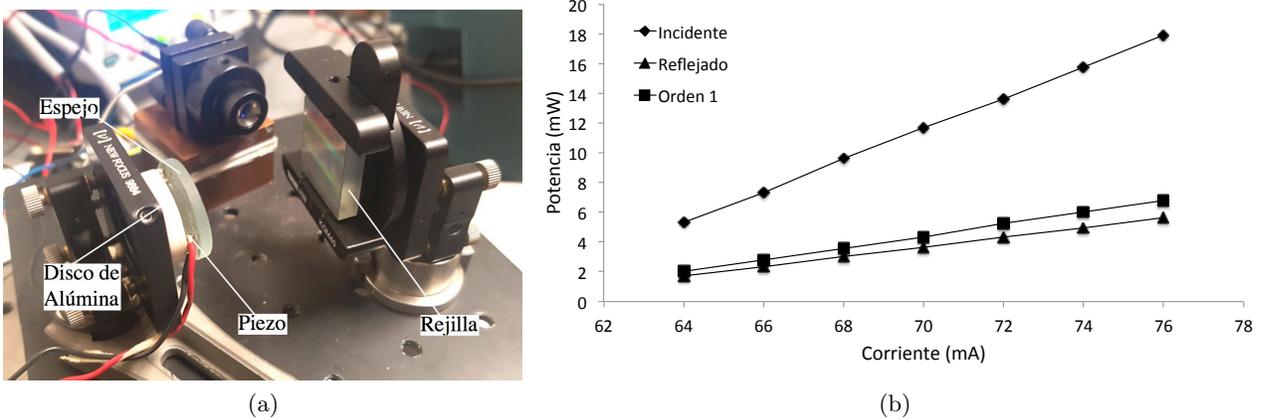


Figura 4.10: a) Diodo láser en configuración Littman. b) Caracterización de la rejilla de difracción.

$$\Delta\lambda = \frac{hc^2(455,6 \text{ THz})(6924 \text{ m}^{-1})(2424 \text{ m}^{-1})(1,5)}{8\pi(4,2)^2(6,7 \text{ mW})}(1 + 5^2) = 5,98 \text{ MHz}. \quad (4.9)$$

Siendo este valor menor a la resolución teórica para 24 cm que es de 9.8 MHz. La figura 4.8 corresponde a un rango espectral de 1.7 GHz y rampa de 20 V. El ancho del modo del láser se midió en 68 y 78 MHz para una corriente de 64 mA y temperatura de 25 °C. En este caso también se presentan los ensanchamientos descritos anteriormente para el He-Ne. Entonces, si tomamos en cuenta el mismo criterio para medir el ancho y distancia de los modos en el He-Ne, tenemos que el ancho promedio del modo del láser es de (73 ± 4) MHz, que corresponde a una finesa de 23 ± 1 .

En la figura 4.9 se muestra el caso para el rango espectral de 630 MHz y resolución teórica de 9.8 MHz. De igual manera que con el He-Ne, el ensanchamiento de los modos disminuye con una reducción del rango espectral. Con 80 mA y 25 °C, el ancho de línea se midió en 30 y 34 MHz, con lo que tendríamos un valor promedio de (32 ± 1) MHz y finesa de 18 ± 1 .

4.2.2. Diodo Láser en Cavidad Extendida

Se decidió colocar el láser en una configuración Littman para evitar el movimiento del haz de salida al ser sintonizado. Se utilizó una rejilla Thorlabs de 1200 líneas/mm y con dimensiones de 25x25x6 mm. El espejo utilizado para la sintonización tiene un diámetro de 25 mm y reflectancia del 90%. En su parte posterior se colocaron tres piezoeléctricos idénticos al utilizado en la cavidad: dos de ellos con una separación de 45°, servirán para alineación vertical y sintonización; el tercero se encuentra a 67.5° respecto a los otros dos y también se pretende utilizar para la alineación. Un disco hecho de alúmina y con diámetro de 25 mm fue pegado a los piezos para que el espejo pueda ser sujetado a una montura. El disco también evita el corto circuito entre la montura metálica y los piezoeléctricos cuando se les aplique un voltaje. Este voltaje aplicado también es controlado con el generador de funciones y amplificador de voltaje.

Caracterización de la Rejilla de Difracción

Para caracterizar la rejilla, se midió la potencia incidente a un ángulo de aproximadamente 42 grados, la potencia reflejada y la potencia del primer orden de difracción, figura 4.10. Se midió una eficiencia

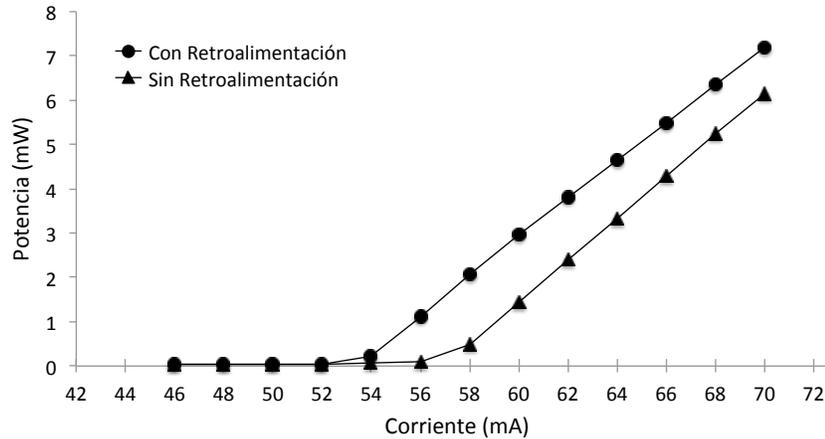


Figura 4.11: Perfil de intensidad con y sin retroalimentación.

Ángulo de Incidencia	45°	57°	75°
Sintonización (nm)	8.6	5.8	2.8

Tabla 4.2: Sintonización del láser con diferentes ángulos de incidencia.

del orden cero del 31 % y para el primer orden del 38 %, cuyo ángulo es de 7 grados. Si el ángulo de incidencia se incrementa, la eficiencia del orden cero crece y la del primer orden disminuye.

Perfil de Intensidad con Retroalimentación

Se midió la potencia del láser cuando es retroalimentado y se comparó con la potencia cuando el haz sólo pasa por la rejilla, figura 4.11. La temperatura del láser es de 21°C y el ángulo de incidencia es de 42 grados. La retroalimentación redujo la corriente de umbral de 58.9 a 53.3 mA, alrededor del 9.5 %.

Sintonización

Con un ángulo de incidencia de aproximadamente 45 grados, el ángulo del primer orden de difracción es de 4 grados. Al retroalimentar, también a 65 mA y 21 °C, se pudo sintonizar en un rango de casi 9 nm, y al aumentar el ángulo de incidencia el rango disminuye. La tabla 4.2 muestra la sintonización para ángulos de incidencia de 45, 57 y 75.

Cuando se sintoniza con el piezoeléctrico, no se logra percibir algún cambio en el espectrómetro pero sí en el espectro generado por el interferómetro. En un rango de voltaje de 100 V aplicados, se ha podido observar una sintonización continua con uno o dos saltos de modo.

Ancho de Línea

Se midió el ancho de línea del láser con retroalimentación para los casos de la figuras 1.8 y 1.9. Para el rango espectral de 1.7 se midió en 64 y 61 MHz, figura 4.12a. El promedio es entonces de (62.6 MHz \pm 0.8) MHz con finesa de 27.2 ± 0.4 . Para el caso de 630 MHz se midió en 24 y 30 MHz, con promedio de (27 \pm 2) MHz y finesa de 23 ± 2 , figura 1.12b.

La tabla 1.3 resume los valores promedio obtenidos para los casos con y sin retroalimentación.

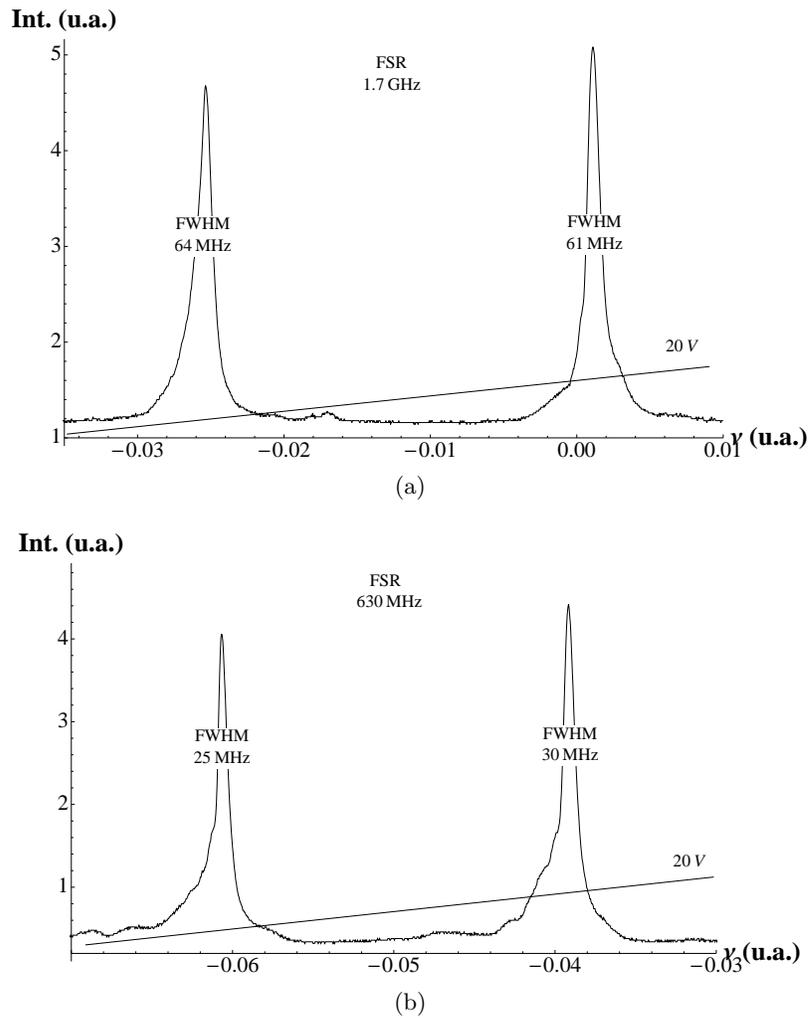


Figura 4.12: Ancho de línea del diodo láser retroalimentado con rango espectral de: a) 1.7 GHz y b) 630 MHz.

FSR (MHz)	FWHM (MHz)	F	FWHM(r) (MHz)	F(r) (MHz)
1700 ± 10	73 ± 4	23 ± 1	62.6 ± 0.8	27.2 ± 0.4
630 ± 1	32 ± 1	18 ± 1	27 ± 2	23 ± 2

Tabla 4.3: Valores promedio de FWHM y F del diodo láser.

Capítulo 5

Conclusiones

En el contexto del proyecto del laboratorio de fotónica y óptica no lineal del Departamento de Física de la UAM-I, el cual tiene como fin la construcción de la infraestructura necesaria para operar una trampa de iones tipo Paul y los láseres asociados para enfriar Ba^+ en la transición de enfriamiento $\lambda = 493.4$ nm, con un ancho de línea de 15.1 MHz y la transición de re-bombeo $\lambda = 649.7$ nm, con ancho de línea de 5.3 MHz, esta tesis describe los avances para construir un sistema de diodo láser sintonizable con cavidad extendida tipo Littman para la transición de re-bombeo, así como un interferómetro Fabry-Perot para monitorear el ancho de banda de dicho láser. Al no contar por el momento con una fuente de luz estabilizada, se decidió usar la distancia entre los modos longitudinales de un láser comercial de He-Ne no estabilizado como patrón de calibración del interferómetro.

Interferómetro Fabry-Perot

Las pruebas del interferómetro hechas con tres rangos espectrales libres (FSR) diferentes mostraron que la estructura espectral del He-Ne está formada por un conjunto de cuatro modos longitudinales, con uno dominante. Al medir la distancia entre modos se observó un incremento o decremento respecto al valor reportado por el fabricante de 435 MHz y que se atribuye a la histéresis que presenta el piezoeléctrico utilizado para cambiar la longitud de la cavidad, ya sea mientras aumenta o disminuye la rampa de voltaje aplicado, o cuando hay un cambio de dirección en la misma. Este efecto es mayor si se incrementa la amplitud de la rampa.

Para reducir este efecto, con rango espectral de 4.16 GHz, se utilizó un voltaje de manera que la rampa completa cubriera sólo un rango espectral y se calculó el promedio de las distancias entre modos, obteniendo un valor de 440 MHz. Para los rangos de 1.7 GHz y 630 MHz se compensó el efecto de la histéresis al promediar la distancia de los modos de dos estructuras consecutivas, obteniendo valores de 434 y 432 MHz. Nótese que, con la cavidad que se está reportando en esta tesis, hay una diferencia entre el valor reportado por el fabricante y el medido menor al 1.2%.

También se midió el ancho de línea del diodo láser utilizado en el sistema de cavidad extendida y se observa el mismo efecto de la histéresis que en el caso del He-Ne. De igual manera, para reducir su efecto, el voltaje aplicado es tal que sólo aparecen dos modos consecutivos y se calcula el promedio de los valores obtenidos. Para el caso sin retroalimentación y rangos espectrales de 1.7 GHz y 630 MHz, el ancho de línea medido es de 59 y 32 MHz respectivamente. Estos valores, sin embargo, y al igual que el ancho de los modos del He-Ne, dependen en gran medida de la alineación. Para tener un valor de referencia se hizo una estimación teórica del ancho del línea con parámetros típicos para este tipo de láseres y se obtuvo un valor de aproximadamente 6 MHz, evidentemente aquí ya estamos limitados por la resolución del instrumento.

Considerando tanto la fuente de luz no estabilizada (He-Ne) como la necesidad de controlar tanto térmica como mecánicamente la cavidad FP, tenemos en este momento un interferómetro de buenas características que, ya en su configuración actual, puede medir anchos de línea de alrededor de 35 MHz¹, un aparato que puede ser usado en espectroscopía de media-alta resolución y/o en laboratorios de enseñanza.

Diodo Láser con Cavidad Extendida

La transición de re-bombear para el ion Ba⁺ requiere que el láser a $\lambda = 649.7$ nm, en el mercado hay una gran cantidad de diodos láser que operan a 650 nm según el fabricante, la mayoría de estos diodos no son monomodo y operan más bien a 658 nm. Como adquirir un diodo láser que opere con certeza a la frecuencia que requerimos, que sea monomodo, preferentemente con capa anti-reflejante y con la potencia adecuada es, en general, costoso (entre 1000 1500 USD por pieza). En esta etapa del proyecto hemos utilizado diodos láser que no necesariamente tienen las características que se requieren para los experimentos de enfriamiento de Ba⁺, sin embargo, usar estos diodos mucho más económicos nos ha permitido adquirir experiencia en la construcción y calibración de este tipo de sistemas y representar los resultados que se mostraron en el capítulo 4, que se resume a continuación.

Se diseñó y maquinó una montura para el diodo láser y se consiguió un control de temperatura en un intervalo de 0.02 °C, en intervalos temporales de casi cuatro horas. Se sintonizó el láser en modo libre con cambios de corriente de 50 a 85 mA y temperatura de 19 a 24 °C, obteniendo un rango de sintonización no mayor a los 2 nm y con saltos de modo. Para retroalimentar el láser se utilizó una rejilla de difracción de 1200 líneas/mm en configuración Littman. Para ángulos de incidencia de 45, 57 y 75 se lograron sintonizaciones de 8.6, 5.8 y 2.8 nm respectivamente. En el espectro generado por el interferómetro se observó la sintonización con el piezo en todo su intervalo de voltaje permitido, con uno o dos saltos de modo. Para el diodo láser del cual se presentaron resultados, el intervalo de casi 9 nm no es suficiente aún para sintonizar el láser al valor deseado de 649 nm, la longitud de onda más cercana que se ha logrado a este valor es de 653 nm. Para lograr emisión a dicha longitud de onda se podría reducir la temperatura por debajo de los 19 °C pero el fabricante no garantiza emisión por debajo de 650 nm. Una vez logrado eso, el sistema será encapsulado para aislarlo térmicamente y también debe estabilizarse mecánicamente.

Se estimó el ancho de línea teórico del láser en aproximadamente 6 MHz y también se midió cuando es retroalimentado. Como se mencionó más arriba, se consiguieron valores promedio de 53 MHz y 27 MHz usando la cavidad FP con un FSR de 1.7 GHz y finesa de 32, y FSR de 630 MHz con finesa de 23 respectivamente. En general se observa un ligero incremento en la intensidad del modo y reducción en su ancho de línea de un 15 % aproximadamente cuando el láser es retroalimentado.

Trabajo a futuro

En el interferómetro FP, para mejorar la resolución y resolver líneas de ancho de banda de ≈ 5 MHz se tendría que incrementar la reflectancia o sustituir los espejos planos por cóncavos. Usar espejos cóncavos reduce el rango espectral a la mitad y por lo tanto incrementa la resolución por un factor de dos. Otra manera de hacerlo es incrementando la longitud de la cavidad, pero esto significa una menor estabilidad mecánica y difícil alineamiento. El siguiente paso será estabilizar el interferómetro térmica y mecánicamente, se buscará conseguirlo al encapsularlo y colocando entre los espejos un material con bajo coeficiente de expansión térmica como lo es el Invar o bien como el Zedour y, por supuesto, control de temperatura.

En cuanto al láser sintonizable, cabe notar que, como se mencionó al principio de esta tesis, en el primer artículo de investigación reportando el enfriamiento de iones Ba⁺ en una trampa tipo Paul,

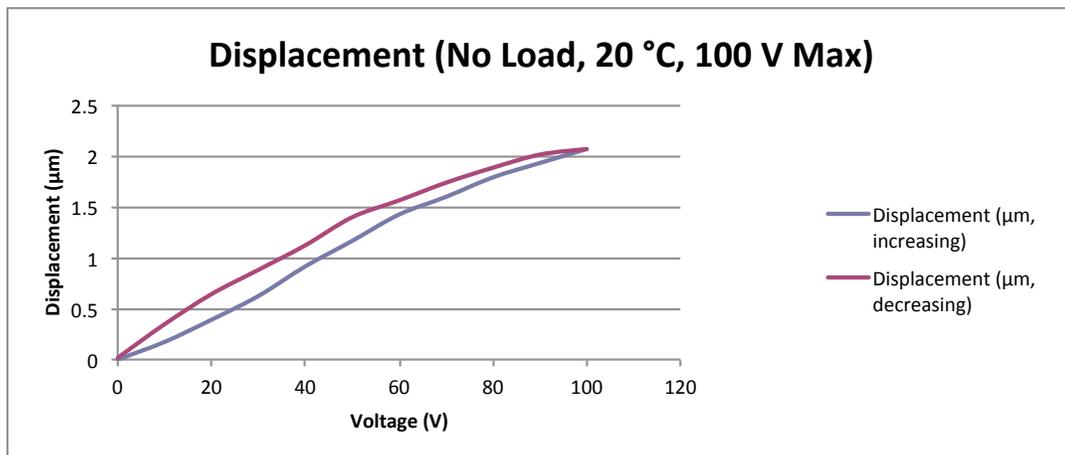
aun cuando el ancho de banda de la transición de 493.4 nm es de 15.1 MHz, y el de la transición de 649.7 nm es de 5.3 MHz, se usaron láseres con anchos de banda de 100 MHz y 100 GHz. Tomando en cuenta este hecho, aun cuando en nuestro láser podemos garantizar un ancho de banda de "sólo" 27 MHz (la resolución de nuestro FP), ese ancho sería suficiente para empezar a realizar experimentos de enfriado por láser en la transición de re-bombeo. Una vez que se logre sintonizar el láser a la longitud de onda requerida, el sistema será encapsulado para estabilizarlo mecánica y térmicamente. La frecuencia también debe ser estabilizada. Ésto se logra al compararla (encadenarla) con otra frecuencia de referencia y, mediante un sistema de retroalimentación, corregir las variaciones. Existen diferentes métodos para hacerlo: una manera es utilizar una cavidad Fabry-Perot ultra estable, otro método muy común es encadenar la frecuencia del láser a alguna transición atómica de un espectro de absorción saturada. Con este método se buscará encadenar el láser a una transición del espectro de una celda de I_2 .

Apéndice A

Histéresis en el Desplazamiento del Piezo

Displacement (No Load, 20 °C, 100 V Max)		
Voltage (V)	Displacement (μm , increasing)	Displacement (μm , decreasing)
0	0	0.01788
10	0.17261	0.34654
20	0.39053	0.64206
30	0.62358	0.88036
40	0.9141	1.12128
50	1.16479	1.39713
60	1.42384	1.56224
70	1.59717	1.73605
80	1.78814	1.88315
90	1.92928	2.0119
100	2.06614	2.06614

(a)



(b)

Figura A.1: Desplazamiento del piezo Thorlabs PA3JEW.

Bibliografía

- [1] Pradip K. Ghosh. *Ion Traps*. Oxford University Press, 1995.
- [2] F. Graham Smith, Terry A. King y Dan Wilkins. *Optics and Photonics An Introduction*. Wiley, 2007.
- [3] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller y R. O. Miles. Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback. *IEEE J. Quantum Electron*, 1982.
- [4] Cunyun Ye. *Tunable External Cavity Diode Lasers*. World Scientific, 2004.
- [5] T. W. Hänsch y A.L. Schawlow. Cooling of Gases by Laser Radiation. *Opt. Commun.*, 1975.
- [6] D. J. Wineland y H. Dehmelt. Laser Cooling. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1975.
- [7] D. J. Wineland, R. E. Drullinger y F. L. Walls. Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers. *Phys Rev Lett*, 1978.
- [8] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek y H. Dehmelt. Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well. *Phys Rev Lett*, 1978.
- [9] H.J. Metcalf y Peter van der Straten. Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003.
- [10] Claude N. Tannoudji y William D. Phillips. New Mechanisms for Laser Cooling. *Phys Today*, 1990.
- [11] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall y M. Zhu. Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal. *Phys Rev Lett*, 1985.
- [12] William D. Phillips y Harold Metcalf. Laser Deceleration of an Atomic Beam. *Phys Rev Lett*, 1982.
- [13] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar y D. E. Pritchard. Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms. *Phys Rev Lett*, 1987.
- [14] D. J. Wineland y Wayne M. Itano. Laser Cooling of Atoms. *Phys Rev A*, 1979.
- [15] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould y Harold J. Metcalf. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Phys Rev Lett*, 1988.
- [16] J. Dalibard y C. Cohen-Tannoudji. Laser Cooling below the Doppler Limit by Polarization Gradients: Simple Theoretical Models. *J Opt Soc Am*, 1989.

- [17] Harald F. Hess. Evaporative Cooling of Magnetically Trapped and Compressed Spin-Polarized Hydrogen. *Phys Rev B*, 1986.
- [18] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, Wayne M. Itano y D. J. Wineland. Sympathetic Cooling of Trapped Ions: A Laser-Cooled Two-Species Nonneutral Ion plasma. *Phys Rev Lett*, 1986.
- [19] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell y C. E. Wieman. Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling. *Phys Rev Lett*, 1997.
- [20] D. Wineland, P. Ekstrom y H. Dehmelt. Monoelectron Oscillator. *Phys Rev Lett*, 1973.
- [21] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek y H. Dehemelt. Localized Visible Ba⁺ Mono-Ion Oscillator. *Phys. Rev. A*, 1980.
- [22] Th. Sauter, R. Blatt, W. Neuhauser y P. E. Toschek. Quantum Jumps Observed in the Fluorescence of a Single Ion. *Opt Commun*, 1986.
- [23] D. J. Wineland y Wayne M. Itano. Spectroscopy of a Single Mg⁺ Ion. *Phys. Lett. A*, 1981.
- [24] T. Bergman, G. Erez y H. J. Metcalf. Magnetostatic Trapping Fields for Neutral Atoms. *Phys Rev A*, 1987.
- [25] Alan L. Migdall, John V. Prodan y William D. Phillips. First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms. *Phys Rev Lett*, 1985.
- [26] A. Ashkin. Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure. *Phys Rev Lett*, 1978.
- [27] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin y A. Cable. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. *Phys Rev Lett*, 1986.
- [28] E. L. Rabb, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu y D. E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Phys Rev Lett*, 1987.
- [29] Raymond E. March y Richard J. Hughes. *Quadrupole Storage Mass Spectrometry*. W, 1989.
- [30] F. J. Duarte, editor. *Tunable Lasers Handbook*. Academic Press, 1995.
- [31] Charles H. Henry. Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1982.
- [32] Lew Goldberg, Henry F. Taylor, Anthony Dandridge, Joseph F. Weller y Ronald O. Miles. Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback. *IEEE J Quantum Electron*, 1982.
- [33] E. Patzak, A. Sugimura, S. Saito, T. Mukai y H. Olsen. Semiconductor Laser Linewidth in Optical Feedback Configurations. *Electron Lett*, 1983.
- [34] A. S. Arnold, J. S. Wilson y M. G. Boshier. A Simple Extended-Cavity Diode Laser. *Rev Sci Instrum*, 1998.
- [35] Thorlabs. *HNL020R(L), HNL050R(L) Red HeNe Laser System User Guide*.
- [36] Larry A. Coldren, Scott W. Corzine y Milan L. Mašanović. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Wiley, 2012.

- [37] Grant R. Fowles. *Introduction to Modern Optics*. Dover Publications, 1975.
- [38] Anne P. Thorne. *Spectrophysics*. Chapman and Hall Ltd, 1988.
- [39] Christopher Palmer y Erwin Loewen. *Diffraction Grating Handbook*. Newport Corporation, 2005.
- [40] William T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press, 2004.
- [41] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy Volume 1 Basic Principles*. Springer, 2008.
- [42] K. C. Harvey y C. J. Myatt. External-Cavity Diode Laser Using a Grazing-Incidence Diffraction Grating. *Opt Lett*, 1991.



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA
Unidad Iztapalapa

División de Ciencias Básicas e Ingeniería
Departamento de Física

**Construcción de un Diodo Láser Sintonizable y un
Interferómetro Fabry-Perot**

Tesis que presenta:

Fís. Luis Alberto Nava Rodríguez

Para obtener el grado de:

Maestro en Ciencias (Física)

Asesor:

Dr. José Luis Hernández Pozos

Jurado:

Dr. Gerardo Muñoz Hernández

Dr. José Luis Hernández Pozos

Dr. José Mauricio López Romero

Diciembre de 2019



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

ACTA DE EXAMEN DE GRADO

No. 00083

Matrícula: 2162800500

Construcción de un Diodo Láser Sintonizable y un Interferómetro Fabry-Perot.

En la Ciudad de México, se presentaron a las 14:00 horas del día 18 del mes de diciembre del año 2019 en la Unidad Iztapalapa de la Universidad Autónoma Metropolitana, los suscritos miembros del jurado:

- DR. GERARDO MUÑOZ HERNANDEZ
- DR. JOSE MAURICIO LOPEZ ROMERO
- DR. JOSE LUIS HERNANDEZ POZOS




LUIS ALBERTO NAVA RODRIGUEZ
ALUMNO

Bajo la Presidencia del primero y con carácter de Secretario el último, se reunieron para proceder al Examen de Grado cuya denominación aparece al margen, para la obtención del grado de:

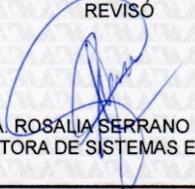
MAESTRO EN CIENCIAS (FISICA)

DE: LUIS ALBERTO NAVA RODRIGUEZ

y de acuerdo con el artículo 78 fracción III del Reglamento de Estudios Superiores de la Universidad Autónoma Metropolitana, los miembros del jurado resolvieron:

APROBAR

REVISÓ



MTRA. ROSALIA SERRANO DE LA PAZ
DIRECTORA DE SISTEMAS ESCOLARES

Acto continuo, el presidente del jurado comunicó al interesado el resultado de la evaluación y, en caso aprobatorio, le fue tomada la protesta.

DIRECTOR DE LA DIVISIÓN DE CBI



DR. JESUS ALBERTO OCHOA TAPIA

PRESIDENTE



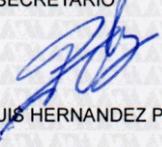
DR. GERARDO MUÑOZ HERNANDEZ

VOCAL



DR. JOSE MAURICIO LOPEZ ROMERO

SECRETARIO



DR. JOSE LUIS HERNANDEZ POZOS