

Universidad Autónoma de San Luis Potosí
Instituto de Física
Laboratorio de átomos fríos
San Luis Potosí, México



Arquitectura compacta de un sistema láser para gravimetría atómica

TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE:
Maestro en ciencias (física)

PRESENTADO POR:
Lic. Fis. Luis Fernando Jiménez Cordero

ASESORADO POR:
Dr. Eduardo Gómez García

25 de febrero de 2026

Arquitectura compacta de un sistema láser para gravimetría atómica © 2026 by Luis Fernando Jiménez Cordero is licensed under CC BY-NC-SA 4.0

Índice general

Agradecimientos	9
1. Introducción	1
2. Fundamentos teóricos de la Gravimetría atómica	3
2.1. Introduction	3
2.2. Interferometría atómica	3
2.2.1. Preparación del estado	4
2.2.2. Transiciones Raman estimuladas	5
2.2.3. Interferómetro atómico Mach-Zehnder	5
2.3. Modulador electro-óptico	8
3. Sistema de filtrado láser	11
3.1. Introducción	11
3.2. Cristal de calcita como filtro óptico	12
3.2.1. Cálculo de Jones	12
3.2.2. Respuesta óptica de un cristal de calcita rotado	14
3.2.3. Filtro óptico	16
3.3. Montaje experimental	17
3.4. Resultados y discusión	19
3.5. Conclusiones	21
4. Sensibilidad angular en acopladores de fibra óptica	23
4.1. Introducción	23
4.2. Modelo teórico	23
4.3. Montaje experimental	27
4.4. Resultados y discusión	28
4.5. Conclusiones	31
5. Diseño del sistema láser	33
6. Conclusiones	35

ÍNDICE GENERAL
ÍNDICE GENERAL

Índice de figuras

2.1.	Esquema de niveles para transiciones Raman estimuladas: a) Sistema de tres niveles y b) momento transferido por las transiciones Raman. . . .	5
2.2.	Secuencia interferométrica $\pi/2$ - π - $\pi/2$	6
2.3.	Esquema del funcionamiento de un modulador de fase.	8
2.4.	Espectro discreto de frecuencias (bandas laterales) de un haz modulado en fase.	9
3.1.	Luz polarizada linealmente entrando en un cristal de calcita rotado a un ángulo θ y saliendo con una polarización diferente.	14
3.2.	Cubo divisor polarizante (PBS) separando las componentes de polarización.	15
3.3.	Espectro de transmisión de un cristal de calcita con $L=8\text{cm}$ y $B=0.1841$ corrido por $w_{shift} = 2w_m$, posición en la cual el filtro elimina por completo las bandas -2 y +1. El número debajo de cada banda indica cuanto de esta se transmite. El eje horizontal corresponde al corrimiento en frecuencia respecto a la frecuencia inicial del laser w_0	16
3.4.	Modelo de actuador piezoeléctrico que se usará para la sintonización del filtro. Imagen tomada de [40].	17
3.5.	Montaje experimental para la demostración del desplazamiento en frecuencia del filtro.	18
3.6.	Ilustración del desplazamiento espectral de un filtro de calcita a partir de la inclinación del cristal. El punto rojo corresponde a la posición de referencia con la que se trabajó durante la caracterización. Como se observa, si se induce un desplazamiento angular, la intensidad registrada por el fotodetector cambia a la posición 2 el cual es representado por la marca morada. Para mantener la intensidad constante (marca amarilla), es necesario ajustar la frecuencia del láser.	19
3.7.	Gráfica del cambio en frecuencia (GHz) en función de la inclinación del cristal. Los datos experimentales se ajustan a una función lineal	20
4.1.	Ilustración de dos acopladores frente a frente. El haz recto indica acoplamiento máximo, mientras que el haz inclinado tiene poco acoplamiento	24
4.2.	a) desalineación lateral y b) desalineación angular	25

ÍNDICE DE FIGURAS

ÍNDICE DE FIGURAS

4.3.	Gráfica que muestra la contribución de cada término a la eficiencia de acoplamiento. La curva punteada representa la suma de ambas contribuciones, mientras que la línea vertical punteada indica la longitud de Rayleigh.	26
4.4.	Montaje experimental para la evaluación de la sensibilidad angular de los acopladores de fibra.	27
4.5.	Datos experimentales de la eficiencia de acoplamiento ($\eta = P_{acoplada}/P_{inicial}$) obtenida para una distancia entre acopladores de 30 cm en función del ángulo de desalineación. La curva azul muestra el ajuste Gaussiano de los datos, mientras que la curva punteada roja muestra el modelo teórico. La línea horizontal verde representa la región de la Gaussiana donde esta decae un 5 % correspondiente a 0.32σ	28
4.6.	Datos experimentales obtenidos para una tolerancia angular que produce una caída del 5 % en la eficiencia de acoplamiento como función de la distancia entre acopladores. La curva azul muestra la predicción teórica la cual es compatible con las mediciones si introducimos un factor de escala de 1.4 (curva roja). A partir de la longitud de Rayleigh (línea punteada verde) nuestras mediciones señalan hacia un estancamiento	29
4.7.	Viga de sección transversal cuadrada b y longitud L para modelar la placa óptica del sistema láser.	30
4.8.	Gráfica del ángulo de deflexión en función del grosor b de una viga debido a una distribución de carga uniforme. Las líneas verticales corresponden a un grosor de placa de $b=1/4$ pulgada y $b=1/2$ pulgada, las líneas horizontales corresponden al ángulo de deflexión que produce una caída del 5 % y 20 % de la potencia acoplada.	31

Índice de cuadros

3.1. Predicción teórica del ángulo inclinación necesario para cubrir un FSR para distintos ángulos iniciales.	21
--	----

ÍNDICE DE CUADROS
ÍNDICE DE CUADROS

Agradecimientos

En primer lugar, deseo agradecer al Dr. Eduardo Gómez García por haberme aceptado y confiado el desarrollo de este proyecto, así como por todas sus asesorías a lo largo del mismo. Considero que, como asesor, realizó un excelente trabajo guiándome durante todo el proceso y brindándome el apoyo necesario en cada etapa.

Agradezco profundamente a mi familia, en especial a mis padres y a mi hermano, por estar siempre atentos, mostrar interés por mi trabajo y apoyarme incondicionalmente. Asimismo, quiero agradecer a mis amigos David, Sergio y Aracely por acompañarme durante este camino y por los momentos de convivencia y esparcimiento que hicieron más llevadero el proceso.

También deseo expresar mi agradecimiento a todos mis compañeros de laboratorio, quienes nunca dudaron en brindarme su ayuda cuando la necesité. De ellos aprendí enormemente, tanto en el ámbito académico como personal, y su compañía hizo el trabajo diario mucho más agradable.

Finalmente, agradezco al CONACyT por el apoyo económico otorgado, así como al Instituto de Física por proporcionar el espacio y las facilidades necesarias para la realización de este trabajo.

ÍNDICE DE CUADROS
ÍNDICE DE CUADROS

Capítulo 1

Introducción

La manipulación de átomos mediante luz láser es una técnica que surgió a principios de la década de 1980, impulsada por los trabajos pioneros de Steven Chu [1,2], Claude Cohen-Tannoudji [3] y William D. Phillips [4]. Desde entonces, esta metodología ha experimentado un desarrollo continuo y se ha consolidado como una herramienta fundamental en la física moderna. En la actualidad, se emplea en una amplia variedad de experimentos que van desde pruebas de física fundamental y la búsqueda de nueva física [5–9], hasta aplicaciones en metrología de alta precisión y la redefinición de constantes fundamentales de la naturaleza [10,11].

La interferometría atómica como técnica para la medición de la aceleración de la gravedad tiene importantes aplicaciones en el ámbito de la geofísica, que abarcan desde la exploración subterránea [12] hasta el monitoreo de ondas sísmicas y actividad volcánica [13,14]. El uso de interferometría atómica para medir la aceleración de la gravedad con alta precisión se conoce como gravimetría atómica, y el dispositivo que integra todos los procesos necesarios para su implementación se denomina gravímetro.

La gravimetría atómica es una técnica inherentemente compleja, ya que requiere una gran cantidad de láseres, componentes ópticos y sistemas electrónicos, lo que dificulta su implementación en mediciones de campo. No obstante, el desarrollo continuo de estos dispositivos, junto con la incorporación de técnicas innovadoras, ha permitido avanzar hacia la construcción de gravímetros portátiles para aplicaciones fuera del laboratorio [15–19]. A pesar de estos avances, el uso de gravímetros atómicos en campo sigue siendo desafiante y, en algunos casos, tan limitado que se requiere incluso el uso de vehículos especializados para su transporte.

Adicionalmente, las mediciones de g se ven afectadas por diversos factores externos, como vibraciones mecánicas, fluctuaciones térmicas, campos magnéticos y otras fuentes de ruido ambiental [20]. Estas limitaciones constituyen una fuerte motivación para el desarrollo de equipos cada vez más compactos, robustos y de bajo costo, que faciliten su transporte y operación en condiciones reales de campo.

En este contexto, el trabajo presentado en esta tesis se enfoca en el diseño de un nuevo módulo láser significativamente más simple, que no solo elimina la necesidad de múltiples fuentes láser, sino también de componentes adicionales como moduladores

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

acusto-ópticos, los cuales requieren fuentes de alimentación independientes y espacio adicional. Asimismo, se proponen mecanismos alternativos más eficientes y robustos que sustituyen a los utilizados en diseños previos, logrando una simplificación considerable del sistema láser en comparación con los enfoques actuales.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos de la Gravimetría atómica

2.1. Introduction

De la mecánica cuántica sabemos que los átomos no solo se comportan como partículas, sino que también presentan un carácter ondulatorio. Como toda onda, pueden experimentar interferencia, es decir, la superposición coherente de dos o más ondas. En óptica, la interferometría se emplea para medir diferencias de fase, lo que permite, por ejemplo, determinar propiedades de un material como su índice de refracción.

Este mismo principio puede extenderse al uso de átomos como ondas de materia. Al hacer interferir átomos es posible medir diferencias de fase asociadas a su evolución dinámica. Sin embargo, a diferencia de la interferometría óptica convencional, la magnitud de interés en este caso no es una propiedad óptica del medio, sino la aceleración de la gravedad g .

Para medir g se requiere, en esencia, una masa de prueba que interactúe con el campo gravitacional. En el régimen macroscópico, esta medición es conceptualmente sencilla: se deja caer una masa desde una altura conocida y, a partir del tiempo de caída, se determina la aceleración utilizando las leyes de la mecánica clásica. Esta idea puede trasladarse al dominio microscópico utilizando átomos, los cuales también poseen masa y, por tanto, interactúan con el campo gravitacional a través del potencial $V = mgz$.

En este contexto, los átomos actúan como masas de prueba individuales cuya dinámica bajo la acción de la gravedad puede ser controlada y medida con gran precisión. La técnica que utiliza interferómetros atómicos para determinar la aceleración gravitacional a partir de la fase interferométrica se conoce como gravimetría atómica.

2.2. Interferometría atómica

La idea consiste en tomar un conjunto de átomos de un elemento determinado en nuestro caso, átomos de rubidio-87, y dejarlos caer bajo la acción de la gravedad.

Mediante una secuencia adecuada de pulsos es posible implementar un interferómetro atómico tipo Mach-Zehnder [21,22]. No obstante, antes de llevar a cabo esta secuencia interferométrica, es indispensable preparar la muestra atómica, es decir, enfriar, confinar y seleccionar el estado inicial, con el fin de controlar su dinámica y garantizar condiciones iniciales bien definidas.

2.2.1. Preparación del estado

Enfriar una muestra de átomos implica reducir su distribución de velocidades. Para lograrlo es necesario aplicar una fuerza disipativa del tipo $F_{dis} = -\alpha \mathbf{v}$ [23,24,25]. Esta fuerza puede generarse utilizando pares de haces láser contrapropagantes, ligeramente desintonizados hacia el rojo respecto a una transición resonante del átomo. En esta configuración, los átomos que se mueven hacia uno de los haces experimentan una mayor probabilidad de absorción debido al efecto Doppler, lo que da lugar a una fuerza neta opuesta a su velocidad y, en consecuencia, genera un enfriamiento de la muestra. Dado que los átomos se mueven en todas las direcciones, para garantizar un enfriamiento uniforme es necesario aplicar pares de haces láser contrapropagantes en cada dirección ortogonal. La transición utilizada para el enfriamiento corresponde a $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, específicamente entre los niveles hiperfinos $F = 2 \rightarrow F' = 3$, que corresponde a una transición cíclica. Adicionalmente, se emplea un láser de bombeo sintonizado en la transición $F = 1 \rightarrow F' = 1$, con el fin de evitar que los átomos queden atrapados fuera del ciclo de enfriamiento.

El confinamiento espacial de átomos consiste en aplicar una fuerza restaurativa del tipo $F_{res} = -\beta \mathbf{r}$ [23,24,25]. Para generar este tipo de fuerza en la luz se emplean campos magnéticos, en particular, con el uso de un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz cuyo campo es nulo en el centro y crece linealmente con la posición. Un átomo en presencia de un campo magnético experimenta un desdoblamiento en sus niveles de energía, lo que se conoce como efecto Zeeman. Este desdoblamiento crece linealmente con la posición y, en combinación con haces láser de polarización circular, permite generar una fuerza restaurativa que confina a los átomos alrededor de la posición de equilibrio. Esta combinación de 3 pares de haces contrapropagantes y gradiente de campo magnético, es lo que se conoce como trampa magneto-óptica (MOT).

Finalmente, el estado con el cual queremos que los átomos entren en el interferómetro es $|F = 1, m = 0\rangle$. La manera tradicional para poblar ese estado es aplicando un par de haces de bombeo: hiperfino y Zeeman. El haz de bombeo hiperfino excita la transición $F = 2 \rightarrow F' = 2$, permitiendo que los átomos decaigan espontáneamente hacia el nivel $F = 1$. Por su parte, el haz de bombeo Zeeman conecta la transición $F = 1 \rightarrow F' = 1$ con polarización π . Dado que la transición $|F = 1, m = 0\rangle \rightarrow |F' = 1, m = 0\rangle$ está prohibida, los átomos son bombeados ópticamente hacia el estado $|F = 1, m = 0\rangle$, donde quedan acumulados [26].

2.2.2. Transiciones Raman estimuladas

Una transición Raman estimulada es un proceso de dos fotones mediante el cual es posible modificar tanto el estado interno (energía) como el estado externo (momento) de un átomo. Consideremos un átomo modelado como un sistema de tres niveles, tal como se ilustra en la Figura 2.1 a). Dos niveles hiperfinos del estado base, $|A\rangle$ y $|B\rangle$, se encuentran acoplados a un estado excitado $|e\rangle$ mediante un par de campos ópticos coherentes. Bajo ciertas condiciones, la población atómica puede transferirse coherentemente entre los estados fundamentales $|A\rangle$ y $|B\rangle$, de manera análoga a la dinámica de un sistema efectivo de dos niveles [27].

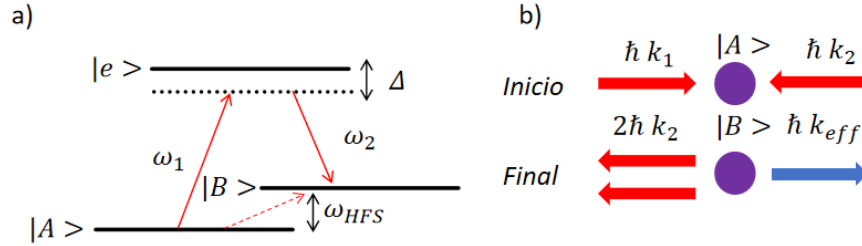


Figura 2.1: Esquema de niveles para transiciones Raman estimuladas: a) Sistema de tres niveles y b) momento transferido por las transiciones Raman.

En configuración contra-propagante, un fotón del láser 1 es absorbido por el átomo, mientras que un fotón del láser 2 induce su emisión estimulada. De acuerdo a la conservación de la energía y momento:

$$\hbar\omega_{eff} = \hbar(\omega_1 - \omega_2), \quad (2.1)$$

$$\hbar\mathbf{k}_{eff} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2). \quad (2.2)$$

Esta diferencia de frecuencia corresponde a la separación entre los dos niveles hiperfinos del estado base, ω_{HFS} , la cual, en el caso del rubidio-87, es de 6,8 GHz [28]. Dado que esta diferencia es pequeña en comparación con la frecuencia óptica de un láser, puede asumirse la aproximación $\mathbf{k}_1 \approx -\mathbf{k}_2$. En consecuencia, el átomo recibe una transferencia de momento efectiva de magnitud $2\hbar k_2$, figura 2.1 b).

2.2.3. Interferómetro atómico Mach-Zehnder

Las transiciones Raman estimuladas resultan especialmente convenientes para desempeñar el papel de divisor de haz y espejo en interferometría atómica, siempre que se ajuste adecuadamente la duración de cada pulso. En la Figura 2.2 se muestra un diagrama espacio-tiempo en el que tres pulsos Raman se utilizan para implementar una secuencia interferométrica que sigue la misma filosofía que un interferómetro óptico de Mach-Zehnder.

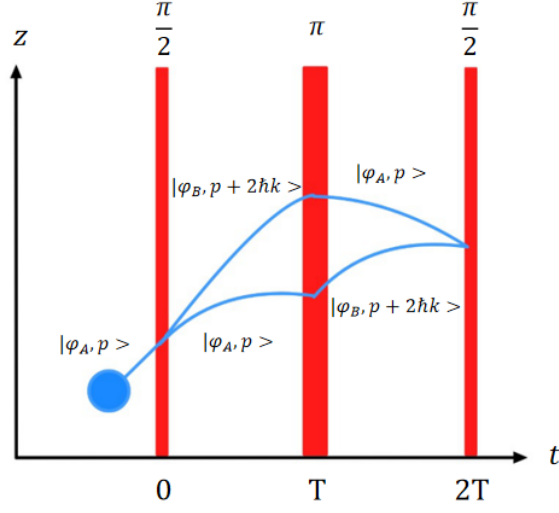


Figura 2.2: Secuencia interferométrica $\pi/2$ - π - $\pi/2$.

Primero, a la nube de átomos, previamente preparada en un estado inicial bien definido, se le aplica un pulso $\pi/2$. Este pulso coloca a los átomos en una superposición coherente 50:50, desempeñando el papel de divisor de haz. Tras un tiempo de evolución libre T , se aplica un segundo pulso π , el cual intercambia las poblaciones de los estados involucrados y actúa como un espejo. Finalmente, después de un segundo intervalo de evolución libre T , se aplica un último pulso $\pi/2$ que recombina las trayectorias interferométricas. Es en esta etapa donde la fase interferométrica queda impresa en el estado final de los átomos.

En este tipo de interferómetro, la diferencia de fase total de ambos caminos depende de la fase local de los haces Raman: $\phi = k_{eff}z - \omega_{eff}t$ y la fase acumulada durante los tiempos a oscuras $\Delta\phi_{evol}$ la cual se anula asumiendo que g es constante y uniforme en la región interferométrica [29]. El cambio de fase estará dado por:

$$\Delta\phi = \phi_{\pi/2}^A - \phi_{\pi}^A - \phi_{\pi}^B + \phi_{\pi/2}^B. \quad (2.3)$$

Para átomos en caída libre con posición y velocidad inicial $z(0) = 0$, $v(0) = v_0$, cada término estará dado por [29]:

$$\phi_{\pi/2}^A = 0, \quad (2.4)$$

$$\phi_{\pi}^A = k_{eff} \left[-\frac{1}{2}gT^2 + v_0T \right], \quad (2.5)$$

$$\phi_{\pi}^B = k_{eff} \left[-\frac{1}{2}gT^2 + \left(v_0 + \frac{\hbar k_{eff}}{m} \right) T \right], \quad (2.6)$$

$$\phi_{\pi/2}^B = k_{eff} \left[-2gT^2 + \left(2v_0 + \frac{\hbar k_{eff}}{m} \right) T \right], \quad (2.7)$$

donde el término $\frac{\hbar k_{eff}}{m}$ corresponde a la velocidad adquirida por el átomo como consecuencia de la transferencia de momento. Usando estas ecuaciones, se obtiene una expresión para el cambio de fase del interferómetro.

$$\Delta\phi = -k_{eff}gT^2. \quad (2.8)$$

Esta ecuación indica que la fase acumulada en el interferómetro escala con el cuadrado del tiempo de interrogación. Por lo tanto, a mayor tiempo de interrogación, se obtiene una mayor sensibilidad en la medición. Esta es la razón por la cual se emplean transiciones entre estados hiperfinos del estado base, en lugar de transiciones que involucren estados excitados, ya que los tiempos de decaimiento de estos últimos son extremadamente cortos en comparación con los de los niveles base, lo que limitaría severamente el tiempo de interrogación disponible.

La sensibilidad del interferómetro presenta también una dependencia lineal con el número de onda efectivo k_{eff} , el cual se maximiza utilizando haces Raman contra-propagantes. Dado que la separación entre los niveles hiperfinos es de apenas 6.8 GHz, es decir, en el rango de las microondas, podría pensarse que es más conveniente emplear directamente radiación en ese régimen espectral. Sin embargo, de acuerdo con la relación $k = \frac{\omega}{c}$, una frecuencia angular menor implica un número de onda más pequeño y, en consecuencia, una menor sensibilidad. Por esta razón, se utilizan transiciones Raman impulsadas por campos ópticos, que permiten conservar la separación hiperfina deseada mientras se aprovecha el gran número de onda asociado a frecuencias ópticas. Cabe mencionar que en el grupo se ha estudiado la posibilidad de lograr gravimetría atómica sin haces Raman, usando en su lugar microondas y gradientes magnéticos [30,31].

La señal obtenida en este interferómetro se manifiesta como una serie de franjas de interferencia, las cuales se obtienen al medir la población final de uno de los estados hiperfinos. Dichas franjas oscilan en función de la fase acumulada durante la secuencia interferométrica y están descritas por [32]

$$P = \frac{1}{2} [1 + C \cos(\Delta\phi)], \quad (2.9)$$

donde P representa la probabilidad de encontrar al átomo, al final de la secuencia interferométrica, en el estado hiperfino considerado y C es el contraste de las franjas, cuyo valor varía entre 0 y 1.

Sin embargo, es importante recordar que los átomos, al encontrarse en caída libre, experimentan un corrimiento Doppler debido a su aceleración bajo la acción de la gravedad. Para compensar este efecto, se introduce un barrido lineal (chirp) de frecuencia en los haces Raman. Como resultado, la fase interferométrica pasa a depender del parámetro de barrido α y se expresa como [32]

$$\Delta\phi = (\alpha - k_{eff}g)T^2. \quad (2.10)$$

2.3. Modulador electro-óptico

Un modulador electro-óptico es un dispositivo capaz de modificar de manera controlada las propiedades de la luz mediante la aplicación de un campo eléctrico, permitiendo ajustar parámetros como la amplitud, frecuencia, polarización y fase del haz. En nuestro caso, el parámetro que estamos ajustando es la fase.

Para lograr la modulación en fase, se introduce un medio electro-óptico entre un par de electrodos a los cuales se les aplica una diferencia de potencial (figura 2.3). Esta diferencia de potencial genera un campo eléctrico (flechas amarillas) perpendicular a la dirección de propagación de la luz (flecha roja). Dicho campo induce una variación en el índice de refracción del medio, la cual depende directamente de la magnitud del campo eléctrico aplicado. Como consecuencia, la luz experimenta un cambio de fase al propagarse a través del material.

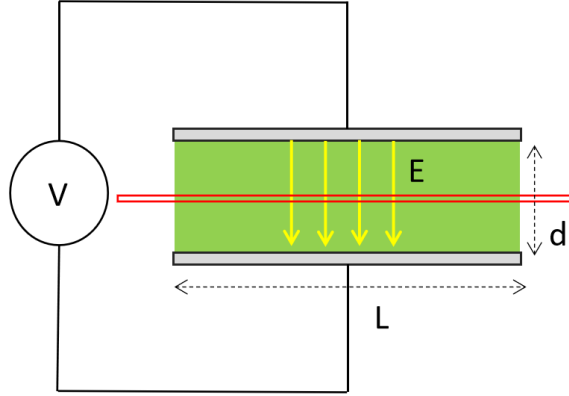


Figura 2.3: Esquema del funcionamiento de un modulador de fase.

Podemos escribir esta modulación del índice de refracción de la siguiente manera [33]:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 + \dots \quad (2.11)$$

donde los coeficientes r y s representan los coeficientes electro-ópticos. Cuando la variación del índice de refracción es proporcional al campo eléctrico aplicado, el fenómeno se conoce como efecto Pockels. Para materiales que cumplan con esto, el cambio de fase de la luz al atravesar el medio, será:

$$\phi = n(E)kL \approx \phi_0 - \pi \frac{rn^3EL}{\lambda}, \quad (2.12)$$

$$\phi = \phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}, \quad (2.13)$$

donde el parámetro V_π , conocido como voltaje de media onda, es el voltaje aplicado para lograr un cambio de fase en la luz de π , y el cual depende de las propiedades físicas del material.

En un modulador de fase como el que se usa en el laboratorio, el voltaje aplicado es de tipo oscilatorio y varia de la siguiente forma:

$$V = V_0 \sin(\omega_m t), \quad (2.14)$$

de esta manera, se induce una modulación periódica en la fase de la luz, lo cual da como resultado un espectro discreto de frecuencias equiespaciadas por la frecuencia ω_m , conocida como la frecuencia de modulación [34]

$$E = E_0 e^{i(\omega_L t + \beta \sin(\omega_m t))} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) e^{i(\omega_L + n\omega_m)t}, \quad (2.15)$$

en donde $\beta = \pi \frac{V_0}{V_\pi}$ es el índice de modulación. Al calcular el módulo cuadrado de esta expresión se obtiene el espectro mostrado en la figura 2.4. Dicho espectro, compuesto por múltiples componentes de frecuencia o bandas laterales, presenta intensidades que decaen de acuerdo con el cuadrado de las funciones de Bessel de primer orden.

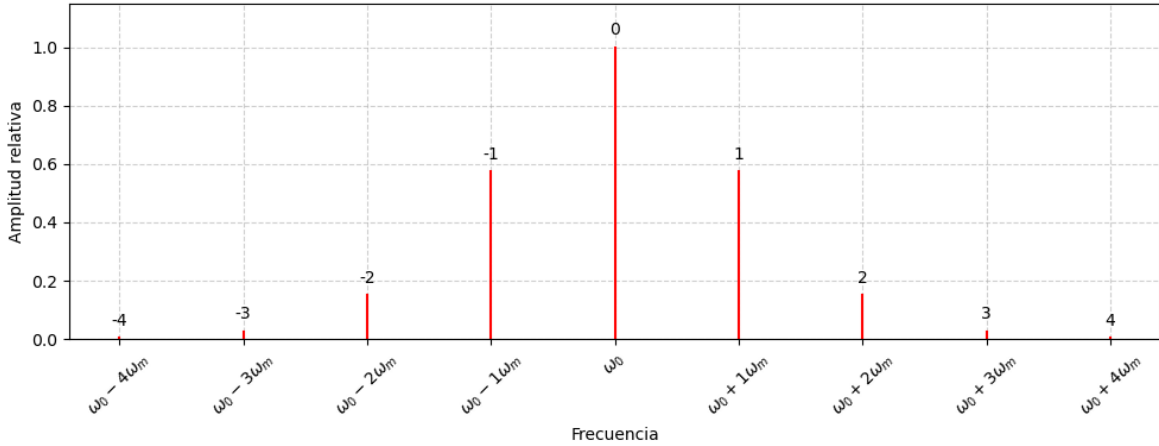


Figura 2.4: Espectro discreto de frecuencias (bandas laterales) de un haz modulado en fase.

La generación de este espectro discreto de frecuencias mediante modulación en fase constituye una herramienta fundamental para la interferometría atómica, ya que permite obtener, a partir de una sola fuente láser, todas las frecuencias necesarias para los distintos procesos experimentales. No obstante, la presencia simultánea de múltiples bandas laterales implica que solo un subconjunto de ellas es útil para el experimento, mientras que el resto puede introducir errores sistemáticos si no se controla adecuadamente.

En consecuencia, resulta indispensable implementar un mecanismo que permita seleccionar de manera precisa las componentes espectrales de interés y suprimir aquellas que no contribuyen a la secuencia interferométrica. Esta necesidad motiva el desarrollo y caracterización de un sistema de filtrado óptico, el cual se describe en el capítulo 3.

Capítulo 3

Sistema de filtrado láser

3.1. Introducción

La gravimetría atómica requiere múltiples frecuencias ópticas bien definidas y altamente estables, las cuales se emplean en procesos como el enfriamiento láser, la preparación de estados, interferometría y detección. Tradicionalmente, estas frecuencias se generan utilizando múltiples fuentes láser independientes, lo que representa una limitante importante para el desarrollo de sistemas compactos y portátiles.

Como se discutió en el capítulo anterior, una alternativa eficiente para superar esta limitación consiste en generar múltiples componentes espectrales a partir de una sola fuente mediante el uso de un modulador electro-óptico (EOM) [35]. Al hacer pasar el haz láser a través del modulador, se obtiene un espectro discreto de frecuencias equiespaciadas por la frecuencia de modulación [34]. Este enfoque permite una simplificación considerable del sistema láser.

Sin embargo, en la práctica experimental solo un conjunto específico de estas bandas laterales es relevante para la interferometría atómica. Las componentes espectrales restantes deben ser eliminadas con el fin de evitar errores sistemáticos en la medición [36]. Para ello, se implementa un sistema de filtrado basado en un cristal birrefringente, el cual en nuestro caso corresponde a un cristal de calcita [37,38].

Uno de los problemas principales que surgen de usar un cristal como filtro son las fluctuaciones térmicas que afectan a la longitud del cristal (dilatación térmica) y su birrefringencia (índice de refracción) [38]. Dado que el cambio de fase depende de estas dos magnitudes, cualquier expansión o contracción o cambio de birrefringencia debida a variaciones en temperatura provoca un corrimiento en el espectro de transmisión haciendo el filtro inestable y poco eficiente. Una manera de compensar este efecto es calentar o enfriar el cristal para regresarlo a su posición ideal mediante un sistema de retroalimentación [37], sin embargo, esto supone un par de problemas, el primero es que la estabilización térmica es muy lenta de alrededor de 4 minutos [37], y segundo, este método implica el uso de un horno junto con un algún tipo de calentador, además de un aislamiento térmico que cubra todo el sistema. Esto no solo implica un consumo significativo de energía eléctrica, sino que también aumenta el volumen del montaje,

haciendo que el módulo completo sea más grande y dado que la intención de este proyecto es llevar el sistema laser a su versión más compacta hemos decidido descartar esta idea y en su lugar compensar el efecto de otra manera.

La alternativa que proponemos consiste en inclinar el cristal mediante un actuador piezoeléctrico. Al modificar el ángulo de incidencia, la luz recorre una distancia óptica mayor o menor, desplazando así los picos de transmisión o supresión. De este modo, es posible implementar un sistema de retroalimentación para su sintonización.

En este capítulo se explican los fundamentos básicos del funcionamiento de este filtro así como la demostración experimental del corrimiento espectral ante pequeñas variaciones angulares.

3.2. Cristal de calcita como filtro óptico

Un retardador es un elemento óptico el cual induce un retraso en la fase de la luz permitiendonos acceder a otras polarizaciones. Estos elementos son indispensables en una gran variedad de experimentos como la generación de haces con polarización circular que se requiere para enfriar y atrapar átomos en una MOT. Los retardadores están hechos de cristales birrefringentes, es decir, materiales que presentan 2 índices de refracción comúnmente denominados como índice ordinario (n_o) y extraordinario (n_e) como cuarzo (SiO_2), calcita (CaCO_3), mica, etc.

3.2.1. Cálculo de Jones

La manera formal para describir los estados de polarización y los elementos ópticos es a través de los vectores y matrices de Jones de dimensión 2. Si hago pasar luz con una cierta polarización por algún elemento óptico como un espejo, polarizador o un retardador y quiero saber el estado final de la luz lo que tengo que hacer es aplicar la matriz que representa el elemento al estado de polarización de entrada

$$\mathbf{V}_{\text{final}} = \mathbf{A} \mathbf{V}_{\text{inicial}}. \quad (3.1)$$

Si la luz atraviesa una serie de elementos ópticos tendríamos que multiplicar cada matriz en el orden correcto ya que las matrices en general no conmutan

$$\mathbf{V}_{\text{final}} = \mathbf{A}_n \dots \mathbf{A}_2 \mathbf{A}_1 \mathbf{V}_{\text{inicial}}. \quad (3.2)$$

Esto es el cálculo de Jones, una manera elegante de predecir el estado de polarización final después de una sucesión consecutiva de elementos ópticos. Los estados de

CAPÍTULO 3. SISTEMA DE FILTRADO LÁSER
3.2. CRISTAL DE CALCITA COMO FILTRO ÓPTICO

polarización más comunes que encontramos en la literatura [39] son los siguientes:

$$\begin{aligned} \text{Vertical: } \varepsilon_{\mathbf{V}} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} & -45^\circ: \varepsilon_{-45} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \\ \text{Horizontal: } \varepsilon_{\mathbf{H}} &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} & \text{Circular derecha: } \varepsilon_{\mathbf{R}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \\ +45^\circ: \varepsilon_{+45} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} & \text{Circular izquierda: } \varepsilon_{\mathbf{L}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Para un retardador cuyo eje óptico es perpendicular al vector de onda $\mathbf{k}$ y está a un ángulo θ con respecto a la polarización de entrada, la matriz de Jones es la siguiente:

$$J(\delta, \theta) = R(-\theta) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{bmatrix} R(\theta), \quad R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

más una fase global que estamos ignorando y donde δ se refiere al cambio de fase el cual esta dado por:

$$\delta = (n_o - n_e)kL = \frac{2\pi BL}{\lambda}. \quad (3.4)$$

Analicemos qué ocurre cuando luz con polarización lineal (vertical y horizontal) atraviesa un retardador cuyo eje óptico está alineado con la polarización de entrada ($\theta=0^\circ$) y que introduce un desfase de $\delta = \pi$ (retardador de media onda):

$$J(\pi, 0)\varepsilon_{\mathbf{V}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = -\varepsilon_{\mathbf{V}}, \quad (3.5)$$

$$J(\pi, 0)\varepsilon_{\mathbf{H}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \varepsilon_{\mathbf{H}}. \quad (3.6)$$

Para ambos casos el retardador no tuvo ningún efecto en la polarización ya que, en esencia, recuperamos el mismo estado, salvo por una fase global que igualmente ignoramos ya que no será relevante para nuestros propósitos. Vemos entonces que la orientación del eje óptico importa para obtener el resultado que queremos, igualmente, recuperaríamos la misma polarización si introducimos un retardo de $\delta = \pi/2$ (Retardador de cuarto de onda) así como para cualquier otro retardo.

Si queremos cambiar la polarización lineal únicamente tenemos 2 opciones, rotar el retardador o rotar la polarización. Supongamos que rotamos ambos retardadores de media y cuarto de onda a $+45^\circ$ y lo aplicamos a los mismos estados de polarización.

$$J(\pi, +45^\circ)\varepsilon_{\mathbf{V}} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \varepsilon_{\mathbf{H}}, \quad (3.7)$$

$$J(\pi, +45^\circ)\varepsilon_{\mathbf{H}} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \varepsilon_{\mathbf{V}}, \quad (3.8)$$

$$J(\pi/2, +45^\circ)\varepsilon_{\mathbf{V}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{-i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} = -i\varepsilon_{\mathbf{L}}, \quad (3.9)$$

$$J(\pi/2, +45^\circ)\varepsilon_{\mathbf{H}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \varepsilon_{\mathbf{R}}. \quad (3.10)$$

Vemos que para un retardador de media onda lo que obtenemos es polarización lineal horizontal y vertical respectivamente, mientras que para un retardador de cuarto de onda obtenemos polarización circular izquierda y derecha. Si introdujeramos un retardo intermedio obtendríamos polarización elíptica, el tipo más general de polarización.

3.2.2. Respuesta óptica de un cristal de calcita rotado

Cuando la luz incide sobre el cristal de calcita con su eje óptico rotado a un ángulo θ , como se muestra en la figura 3.1, las componentes del campo eléctrico en el plano de polarización (perpendicular a la dirección de propagación) se propagan con velocidades diferentes debido a la birrefringencia del cristal. Como resultado, la luz experimenta una evolución continua de su estado de polarización, y en cada instante estará formando nuevos estados de polarización (lineal, elíptica o circular) a medida que avanza dentro del cristal. El parámetro que determina el estado de polarización a la salida es la longitud del cristal, tal como dice la ecuación 3.4 del desfase óptico.

Si ahora se coloca un cubo divisor polarizante (PBS) después de la calcita, es posible separar las componentes de polarización de la luz a la salida. De esta forma, podemos controlar la fracción de luz transmitida o reflejada, dependiendo de la orientación del eje óptico y la longitud del cristal. Ver figura 3.2.

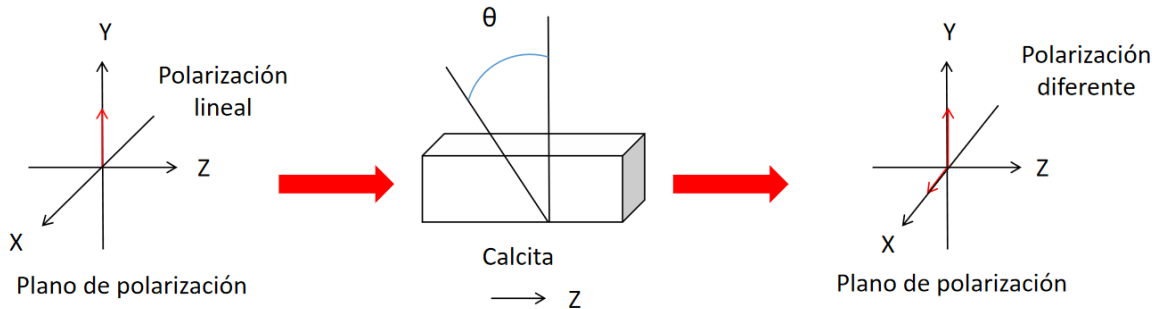


Figura 3.1: Luz polarizada linealmente entrando en un cristal de calcita rotado a un ángulo θ y saliendo con una polarización diferente.

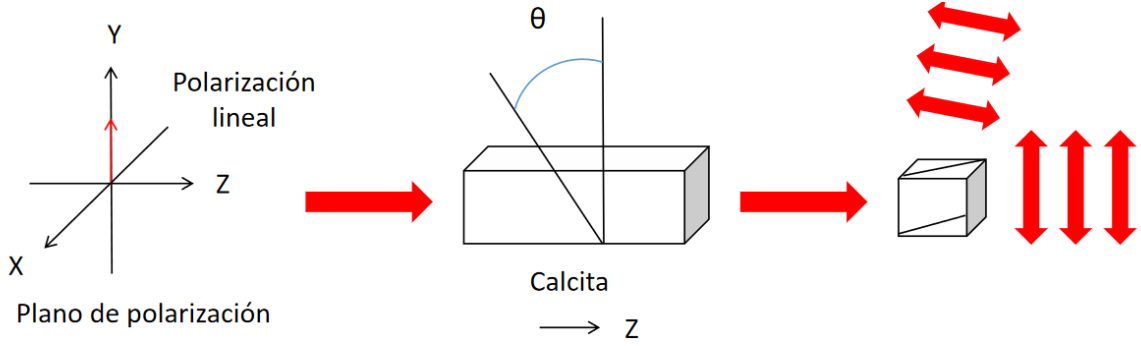


Figura 3.2: Cubo divisor polarizante (PBS) separando las componentes de polarización.

Si hacemos incidir luz polarizada lineal vertical y orientamos el eje óptico de la calcita a $\theta=45^\circ$, y colocamos un PBS que transmite la componente horizontal a la salida del cristal, se obtiene una mayor transmisión en la intensidad óptica. Para demostrarlo, aplicaremos el formalismo de Jones a la situación ilustrada en la figura 3.2.

Partimos de un campo eléctrico con polarización lineal vertical

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = E_0 \varepsilon_{\mathbf{v}} = \begin{bmatrix} 0 \\ E_0 \end{bmatrix}. \quad (3.11)$$

A continuación, aplicamos la matriz de Jones correspondiente al cristal rotado a un ángulo θ al estado de polarización de entrada, para obtener el campo eléctrico de salida

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = J(\theta, \delta) \mathbf{E}_{\text{in}} = R(-\theta) J(\delta) R(\theta) \mathbf{E}_{\text{in}}, \quad (3.12)$$

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ E_0 \end{bmatrix}, \quad (3.13)$$

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = E_0 \begin{bmatrix} \sin \theta \cos \theta (e^{i\delta} - 1) \\ \sin^2 \theta + \cos^2 \theta e^{i\delta} \end{bmatrix}. \quad (3.14)$$

Este es el vector de campo eléctrico que sale de la calcita. Seguido de la calcita, la luz se encuentra con un PBS que selecciona una de las componentes, en nuestro caso, la componente horizontal

$$E_x = E_0 \sin \theta \cos \theta (e^{i\delta} - 1). \quad (3.15)$$

Como la intensidad es proporcional al módulo cuadrado del campo eléctrico $I \propto |E|^2$:

$$I_t \propto E_0^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta |e^{i\delta} - 1|^2, \quad (3.16)$$

$$|e^{i\delta} - 1|^2 = |\cos \delta + i \sin \delta - 1|^2 = (\cos \delta - 1)^2 + \sin^2 \delta = 2 - 2 \cos \delta. \quad (3.17)$$

Finalmente, usando las identidades trigonométricas adecuadas llegamos al siguiente resultado:

$$I_t = I_0 \sin^2(2\theta) \sin^2(\delta/2), \quad (3.18)$$

donde podemos notar que exactamente a un ángulo de $\theta = 45^\circ$ obtenemos el máximo de intensidad transmitida suponiendo un desfase constante.

$$I_t = I_0 \sin^2(\delta/2). \quad (3.19)$$

3.2.3. Filtro óptico

Con todo esto en mente ahora podemos explicar como funciona el filtro y que limitaciones tiene. En el experimento real, como tenemos un haz con varias frecuencias, cada una de ellas sufrirá un cambio de fase diferente al viajar por el cristal, dada por la ecuación 3.4, lo que resulta a la salida en un haz con múltiples polarizaciones. Al encontrarse con un cubo divisor polarizante, la intensidad de algunas de estas frecuencias se verá afectada dependiendo de la polarización de salida de cada banda. Esta combinación de calcita + PBS es el filtro. La intensidad que se transmite al pasar la luz por el filtro esta dada por la siguiente ecuación, la cual se deriva combinando la ecuación 3.4 y 3.19:

$$S = \frac{I_t}{I_0} = \sin^2\left(\pi \frac{w}{\Delta w}\right), \quad (3.20)$$

$$\Delta w = \frac{2\pi c}{BL}, \quad (3.21)$$

donde I_0 es la intensidad inicial y Δw es la periodicidad del filtro [37]. Vemos entonces que nuestro filtro tiene una dependencia de tipo seno cuadrado en la transmisión de la luz, lo que nos genera las franjas que se muestran en la figura 3.3.

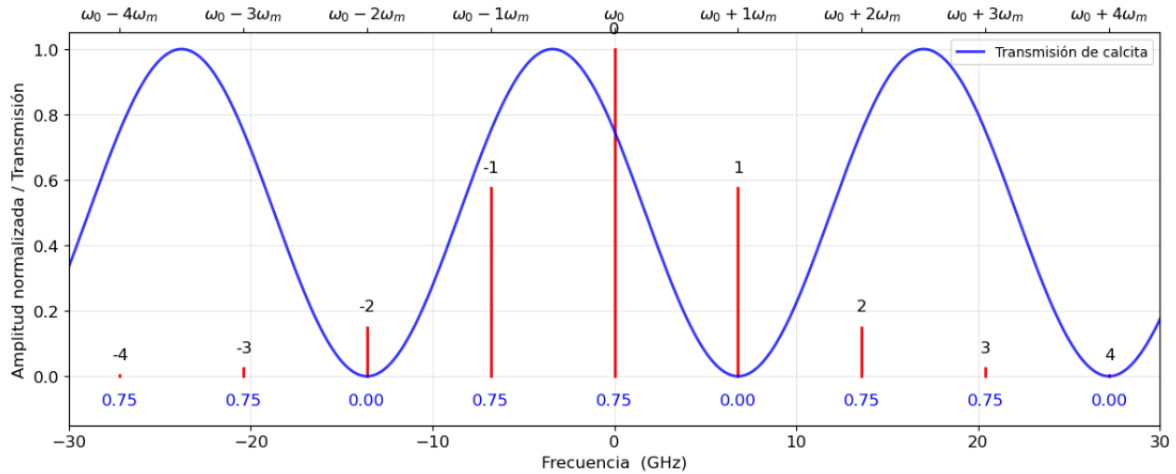


Figura 3.3: Espectro de transmisión de un cristal de calcita con $L=8\text{cm}$ y $B=0.1841$ corrido por $w_{shift} = 2w_m$, posición en la cual el filtro elimina por completo las bandas -2 y +1. El número debajo de cada banda indica cuanto de esta se transmite. El eje horizontal corresponde al corrimiento en frecuencia respecto a la frecuencia inicial del laser w_0 .

La idea del filtro es que podamos posicionar los valles de la figura 3.3 en aquellas frecuencias que deseamos eliminar e idealmente los picos en aquellas que queramos usar. Sin embargo, como ya mencionamos en la introducción, estos picos no se van a quedar fijos debido a las fluctuaciones térmicas, por lo que se tendrá que incorporar algún sistema que compense este efecto. Esto se discutirá con más detalle en el capítulo 6.

Debido a que son muchas las frecuencias que genera la modulación (ver figura 3.3), no podríamos eliminar completamente todas aquellas que no ocupamos usando únicamente el filtro de calcita, ya que si intentamos suprimir una de ellas puede que la adyacente este siendo transmitida, sin embargo, esto no representa un problema grave debido a que la amplitud al cuadrado (intensidad) de las bandas laterales decaen como las funciones Bessel al cuadrado [37], mientras podamos suprimir completamente las bandas más cercanas de la portadora, el resto no nos importará demasiado. Por el otro lado, el efecto del filtro sobre las bandas que si ocupamos se manifiesta en una pequeña pérdida de intensidad por un factor 0.25.

La solución que nosotros propusimos para compensar las variaciones de longitud del cristal debido a las fluctuaciones térmicas es mediante la inclinación del cristal usando un actuador piezoeléctrico (PK2FVF1 Thorlabs) el cual nos ofrece un desplazamiento vertical de $420\text{ }\mu\text{m}$, Figura 3.4. Las ventajas principales de este método sobre el método térmico es el tiempo que tarda realizar la acción de compensación y el consumo eléctrico. Mientras que en el método térmico tenemos que esperar a que se caliente el cristal más su estabilización, con el método de inclinación solo tenemos que esperar el tiempo de subida, el cual es de tan solo 0.3 ms (sin carga).



Figura 3.4: Modelo de actuador piezoeléctrico que se usará para la sintonización del filtro. Imagen tomada de [40]

3.3. Montaje experimental

Con el objetivo de cuantificar el efecto de las variaciones angulares en el espectro de transmisión del filtro, se realizó el experimento mostrado en la figura 3.5. Cabe mencionar que esta parte se trabajó en conjunto con Andres Dominguez Macías, quien en su tesis expone los detalles del diseño y construcción del sistema de amplificación láser [41].

Para llevar a cabo el experimento, se utilizó un cristal de calcita de 32.8 ± 0.1 mm de longitud y con una birrefringencia de $B=0.1673$ [38]. La calcita estaba contenida

CAPÍTULO 3. SISTEMA DE FILTRADO LÁSER

3.3. MONTAJE EXPERIMENTAL

dentro de una montura cilíndrica de 4 cm de longitud, la cual aprovechamos para insertarla dentro de una montura para espejo (KC1T de Thorlabs). La montura para espejo nos proporcionó el desplazamiento angular que necesitábamos a través del giro de los tornillos de ajuste fino, los cuales nos permitían inclinaciones de 0.4° por vuelta.

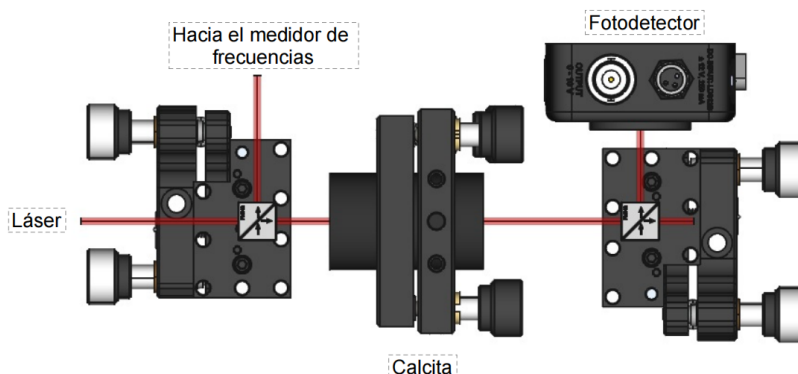


Figura 3.5: Montaje experimental para la demostración del desplazamiento en frecuencia del filtro.

Para el experimento, dividimos un haz láser de $\lambda=780$ nm usando un PBS, en donde la parte reflejada se manda directamente a un medidor de frecuencia (Wavemeter WA-1100) el cual podemos usar de guía para realizar ajustes en la frecuencia del láser cada vez que lo necesitemos, y la transmitida hacia la calcita, entrando con polarización lineal. Después de recorrer el cristal, el haz, que ahora tiene una polarización modificada, se encuentra con otro PBS que separa las componentes vertical y horizontal, justo como lo hará nuestro filtro. Finalmente, la parte reflejada se manda hacia un fotodetector con el fin de monitorear en cada momento la intensidad óptica.

Lo primero que se hizo fue escoger un punto de referencia, el cual se decidió que estuviera en una posición intermedia dentro del espectro de transmisión tal como lo muestra la figura 3.6. Para ello, se ajustó la frecuencia del laser de modo que quedara ubicada entre un máximo y un mínimo de intensidad. Posteriormente, se procedió a girar uno de los tornillos para generar una variación angular de aproximadamente 0.1° , es decir, un cuarto de vuelta. Este ajuste produce un cambio observable en la intensidad transmitida y como queremos permanecer con una intensidad constante, ya que de esa manera nos desplazamos con el filtro, fue necesario modificar la frecuencia del laser para recuperar la intensidad inicial. Este procedimiento se repitió en incrementos de 0.1° hasta alcanzar un total de 0.8° , lo que equivale a dar dos vueltas completas al tornillo.

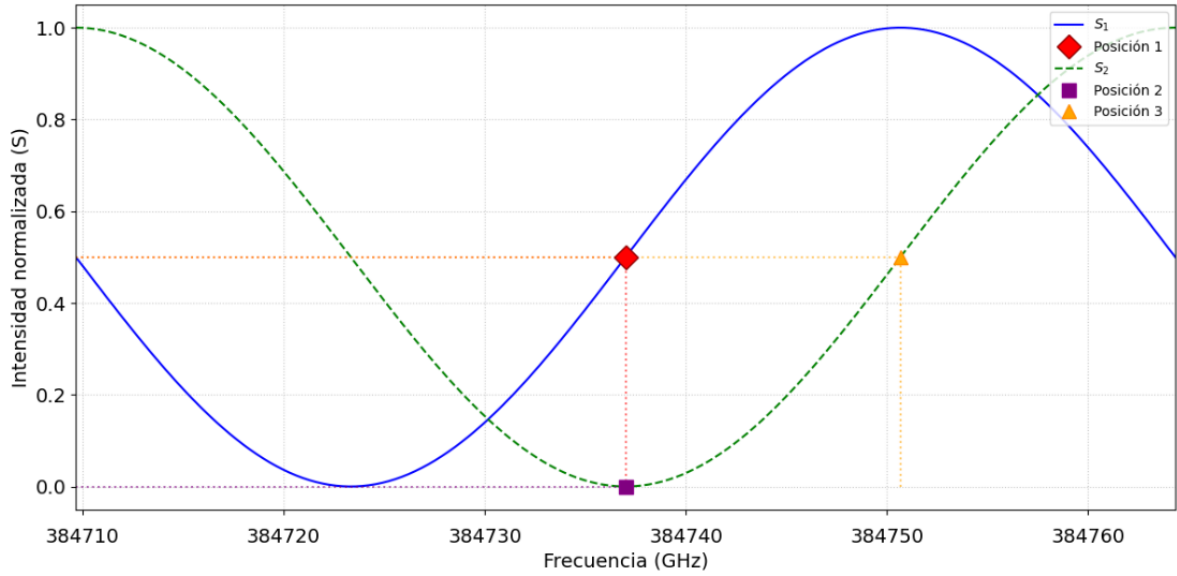


Figura 3.6: Ilustración del desplazamiento espectral de un filtro de calcita a partir de la inclinación del cristal. El punto rojo corresponde a la posición de referencia con la que se trabajó durante la caracterización. Como se observa, si se induce un desplazamiento angular, la intensidad registrada por el fotodetector cambia a la posición 2 el cual es representado por la marca morada. Para mantener la intensidad constante (marca amarilla), es necesario ajustar la frecuencia del láser.

3.4. Resultados y discusión

Con los datos obtenidos del experimento descrito anteriormente se logró obtener la curva mostrada en la figura 3.7. Esta curva muestra una relación lineal entre el desplazamiento en frecuencia (medido en GHz) y la variación angular inducida (medida en grados).

CAPÍTULO 3. SISTEMA DE FILTRADO LÁSER

3.4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

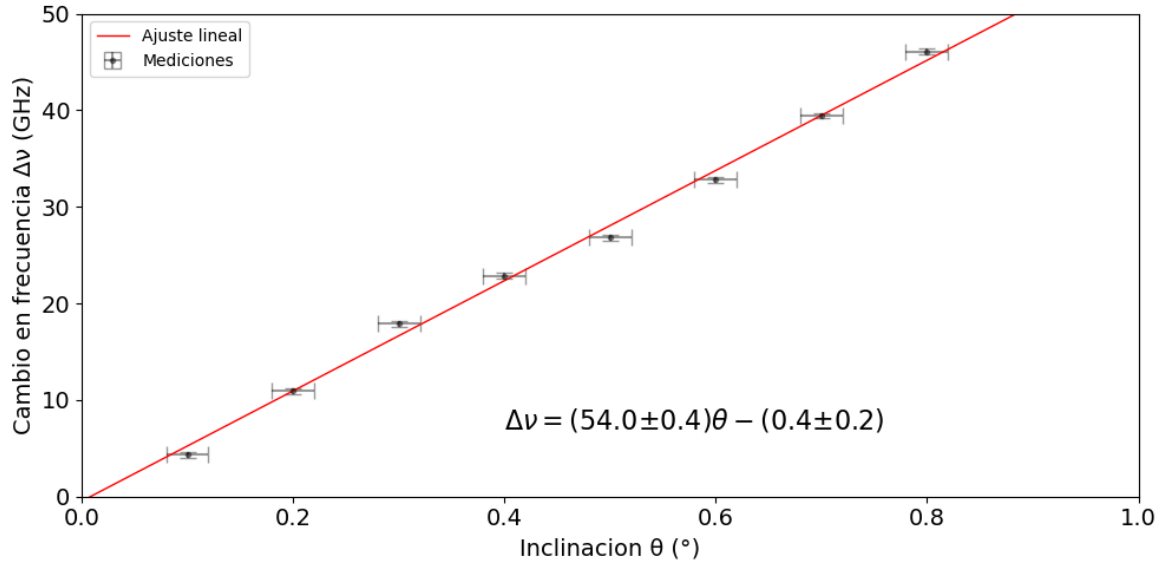


Figura 3.7: Gráfica del cambio en frecuencia (GHz) en función de la inclinación del cristal. Los datos experimentales se ajustan a una función lineal

El ajuste lineal de los datos nos arrojó un valor para la pendiente de $b = 54.0 \pm 0.4$ GHz/°, valor que podemos usar para calcular cuanto necesitamos inclinar el cristal de calcita para poder recorrer un rango libre espectral (FSR) y cuanto se necesita desplazar verticalmente, para saber si los actuadores de piezoeléctrico ajustan lo necesario para empujarlo.

Usando la ecuación 3.21, calculamos el FSR:

$$\nu_{FSR} = 2\pi\Delta w = \frac{c}{BL} = 54,67 \pm 0,17 GHz, \quad (3.22)$$

notamos que su valor es casi el mismo que el de la pendiente, por lo que necesitamos de aproximadamente 1° de inclinación, más concretamente, $1.064 \pm 0.055^\circ$ para lograr cubrir un FSR.

Podemos comparar el resultado obtenido con el modelo teórico que describe el corrimiento espectral, dado por [41]:

$$\Delta\nu \approx \frac{\nu_0(\theta_0^2 - \theta_1^2)}{2(1 - \frac{\theta_0^2}{2})}, \quad (3.23)$$

donde ν_0 es la frecuencia del láser, medida con un valor de $\nu_0 = 384,737.4 \pm 0.3$ GHz, θ_0 corresponde al ángulo inicial con el que la luz incide sobre el cristal y θ_1 representa el ángulo final después del ajuste. En la tabla 1.1 se muestran los valores teóricos del ángulo de inclinación para diferentes ángulos iniciales, así como la diferencia porcentual respecto al resultado obtenido.

La distancia vertical necesaria para desplazar el cristal de calcita pivoteando desde uno de sus extremos, es de $742 \pm 40 \mu m$. Esta distancia es casi el doble de lo que

CAPÍTULO 3. SISTEMA DE FILTRADO LÁSER
3.5. CONCLUSIONES

Ángulo inicial	Predicción teórica	Diferencia porcentual
0°	0.961°	9.68 %
0.1°	0.956°	10.15 %
0.25°	0.928°	12.78 %
0.5°	0.821°	22.83 %

Cuadro 3.1: Predicción teórica del ángulo inclinación necesario para cubrir un FSR para distintos ángulos iniciales.

nuestros actuadores pueden lograr ($420 \mu\text{m}$), sin embargo, podemos ajustar la cantidad necesaria moviendo el punto de pivote hacia el centro del cristal por ejemplo, resultando en un desplazamiento vertical de $371 \pm 20 \mu\text{m}$, el cual esta perfectamente a nuestro alcance.

Para poner en perspectiva el efecto de las fluctuaciones térmicas en el corrimiento espectral, vamos a aplicar los resultados obtenidos. De acuerdo a la curva de la figura 3.7, una variación angular de 0.1° causa un corrimiento de $\sim 5 \text{ GHz}$. Esta variación angular, cambia la distancia total recorrida por la luz en

$$\Delta L = L_0 - L = L_0(1 - \cos(0.1^\circ)) = 49 \text{ nm}, \quad (3.24)$$

donde $L_0 = 32.8 \text{ mm}$ es la longitud del cristal. Podemos determinar el cambio en temperatura que corresponde a dicho cambio en la longitud usando la formula para la dilatación lineal

$$\Delta L = L_0 \alpha \Delta T, \quad (3.25)$$

con $\alpha = -5.8 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ (dirección perpendicular al eje óptico) [42]

$$\Delta T = \frac{\Delta L}{L_0 \alpha} = \frac{49 \text{ nm}}{(32.8 \text{ mm})(5.8 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C})} = 0.257 ^\circ\text{C}. \quad (3.26)$$

Vemos que solo se necesita un cambio de un cuarto de grado para provocar corrimiento espectral de $\sim 5 \text{ GHz}$. Un cambio en temperatura tan pequeño como este, el cual puede ser provocado por el ambiente o por el propio láser, ya estaria causando problemas a nuestro sistema de filtrado. Para la generación de los haces Raman, se necesita modular a una frecuencia de 6.8 GHz , de las bandas que se generan, solo tomanos en cuenta a la portadora y a una banda lateral adyacente para formar el par, el resto se piensa eliminar usando el filtro. Si dejamos actuar al filtro sin ningun sistema que lo retroalimente, al cambiar la temperatura 0.257°C , terminaremos suprimiendo el par Raman que nos interesa, por lo tanto, el filtro perderá completamente su utilidad.

3.5. Conclusiones

Hemos demostrado una alternativa más eficiente para compensar las variaciones de longitud e índice de refracción originadas por fluctuaciones térmicas, utilizando peque-

ños desplazamientos angulares. Este método permite una implementación más simple y robusta en comparación con los enfoques tradicionales.

Los resultados muestran que fue necesario un poco más de 1° de inclinación para recorrer un rango libre espectral completo, valor que se encuentra perfectamente dentro del alcance de los actuadores piezoeléctricos disponibles. Esto hace viable la implementación de un sistema de retroalimentación que permita la sintonización del filtro de manera automática.

Capítulo 4

Sensibilidad angular en acopladores de fibra óptica

4.1. Introducción

El uso de fibras ópticas para transportar luz entre los distintos módulos del sistema láser y hacia la región atómica requiere una alineación precisa para maximizar el acoplamiento óptico. En nuestro diseño, todas las componentes ópticas estarán colocadas de manera completamente rígida, con el objetivo de eliminar la necesidad de realineación incluso cuando el sistema experimente vibraciones mecánicas externas.

Bajo este esquema, es fundamental evaluar la sensibilidad de los acopladores ópticos ante la llegada de un haz ligeramente inclinado o desalineado, ya que pequeñas variaciones angulares, las cuales pueden ser inducidas por una ligera deflexión por la propia placa óptica debido al peso de los componentes que sostiene, pueden reducir de forma significativa la potencia acoplada y degradar el desempeño del sistema. Determinar esta sensibilidad nos permitirá establecer un criterio cuantitativo de tolerancia que servirá como guía para el diseño mecánico del módulo.

4.2. Modelo teórico

Para evaluar teóricamente qué tan sensibles son nuestros acopladores ante posibles desalineaciones, consideraremos la situación ilustrada en la figura 4.1, en la que se muestra un par de acopladores frente a frente con dos posibles casos, el primero muestra un haz que se acopla perfectamente al segundo acoplador y el segundo un haz inclinado a un ángulo θ , el cual, apenas se logra acoplar.

**CAPÍTULO 4. SENSIBILIDAD ANGULAR EN ACOPLADORES DE FIBRA
ÓPTICA**
4.2. MODELO TEÓRICO

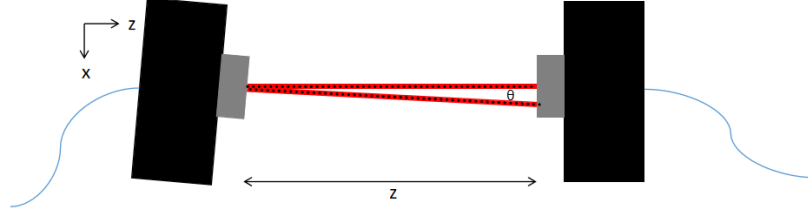


Figura 4.1: Ilustración de dos acopladores frente a frente. El haz recto indica acoplamiento máximo, mientras que el haz inclinado tiene poco acoplamiento

A continuación, consideraremos un perfil Gaussiano del campo eléctrico de los haces, el cual tiene la siguiente forma [33]

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \exp\left(-i \left[kz + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} - \zeta(z) \right]\right), \quad (4.1)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (4.2)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (4.3)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right], \quad (4.4)$$

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right), \quad (4.5)$$

donde $w(z)$, z_R , $R(z)$ y $\zeta(z)$ son los parámetros del haz y corresponden a la cintura del haz, la longitud de Rayleigh, el radio de curvatura del frente de onda y la fase de Gouy respectivamente.

Suponemos que el par de haces son idénticos y están colimados, es decir, tienen un frente de onda plano, por lo que $R(z) \rightarrow \infty$ lo cual provoca que el segundo término de la exponencial compleja se anule. Ahora consideraremos la figura 4.2 que muestra dos tipos de desalineaciones, lateral, la cual tiene que ver con que tanto están separados los ejes de las fibras, suponiendo que estos son paralelos, y angular, que ocurre cuando los ejes de las fibras forman un ángulo θ .

**CAPÍTULO 4. SENSIBILIDAD ANGULAR EN ACOPLADORES DE FIBRA
ÓPTICA**
4.2. MODELO TEÓRICO

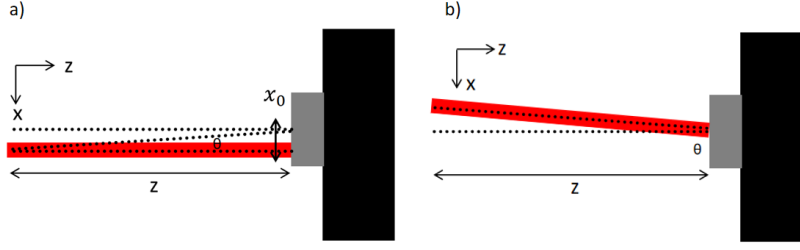


Figura 4.2: a) desalineación lateral y b) desalineación angular

Con todo esto en mente, podemos escribir la expresión para el campo eléctrico del haz con máximo acoplamiento E_1 , y para el haz con los dos tipos de desalineaciones E_2

$$E_1(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \exp(-ikz), \quad (4.6)$$

$$E_2(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{((x - z \tan \theta)^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \exp(-ik(z \cos \theta + x \sin \theta)). \quad (4.7)$$

En nuestro caso estamos ignorando la fase de Gouy ya que no nos importará para nuestros cálculos.

Usando las expresiones de los campos, podemos calcular la eficiencia de acoplamiento η , la cual cuantifica la fracción de potencia que logra acoplarse a una fibra óptica monomodo. Esta eficiencia se define a partir de la integral de traslape (o producto interno) entre los campos

$$\eta = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(x, y) E_2^*(x, y) dx dy \right|^2}{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_1(x, y)|^2 dx dy \right) \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_2(x, y)|^2 dx dy \right)}. \quad (4.8)$$

El cálculo de esta eficiencia y utilizando la aproximación de ángulos pequeños, nos lleva a la siguiente expresión

$$\eta = \exp\left(-\theta^2 \left(\frac{z^2}{\omega^2} + \frac{k^2 \omega^2}{4}\right)\right). \quad (4.9)$$

Notamos que, al mantener fija la distancia entre los acopladores, la eficiencia de acoplamiento decae con el ángulo siguiendo un comportamiento Gaussiano. Los dos términos que aparecen en el exponente de la Gaussiana, $\frac{z^2}{\omega^2}$ y $\frac{k^2 \omega^2}{4}$ corresponden a los dos tipos de desalineaciones: lateral y angular, respectivamente.

Podemos analizar cuál de los dos términos domina en los regímenes de distancias pequeñas y grandes. Para ello, consideremos las características del haz utilizado: una longitud de onda $\lambda=780$ nm y una cintura $\omega_0=0.68$ mm. La figura 4.3 muestra la

**CAPÍTULO 4. SENSIBILIDAD ANGULAR EN ACOPLADORES DE FIBRA
ÓPTICA**
4.2. MODELO TEÓRICO

contribución relativa de ambos términos a la eficiencia de acoplamiento en función de la distancia entre los acopladores.

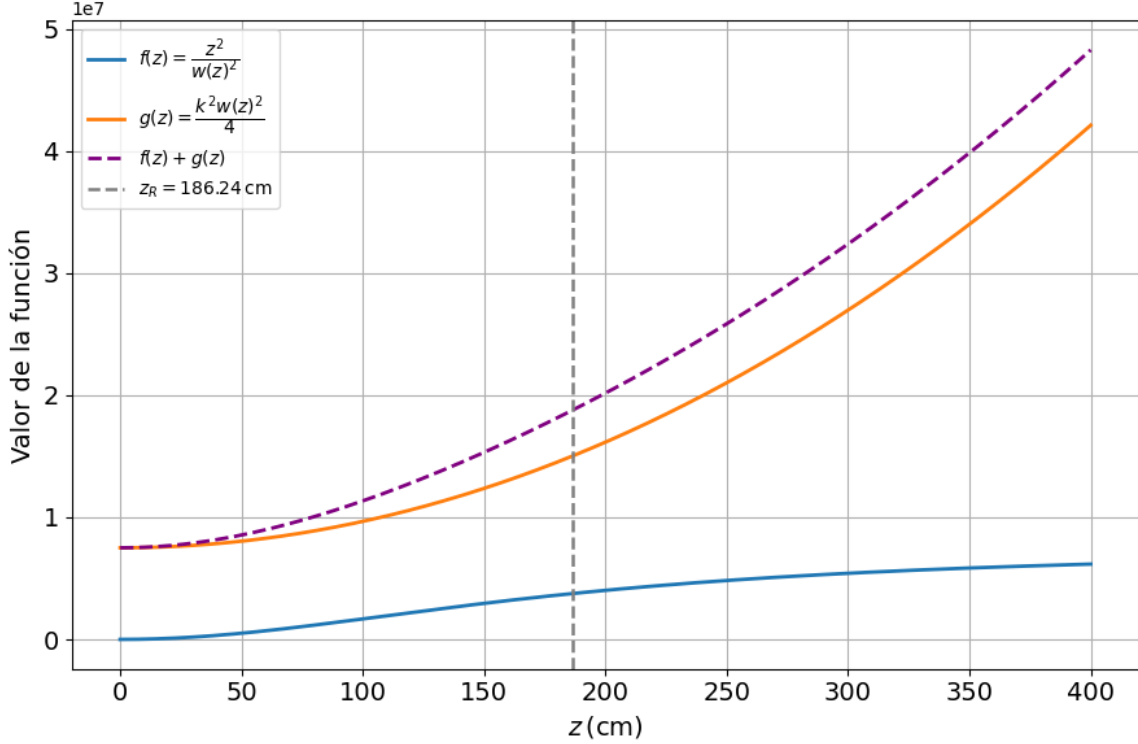


Figura 4.3: Gráfica que muestra la contribución de cada término a la eficiencia de acoplamiento. La curva punteada representa la suma de ambas contribuciones, mientras que la línea vertical punteada indica la longitud de Rayleigh.

De la figura observamos que, para distancias $z \ll z_R$, ambas contribuciones a la eficiencia mantienen una tendencia similar, diferenciándose únicamente por un factor de escala. Este comportamiento puede entenderse analíticamente al expandir la función $f(z)$ y compararla con $g(z)$ para distancias mucho menores que la longitud de Rayleigh, es decir, $z \ll z_R$:

$$f(z) \approx \frac{z^2}{\omega_0^2} = \frac{k}{2z_R} z^2, \quad (4.10)$$

$$g(z) = \frac{k^2 \omega_0^2}{4} + \frac{k^2 \omega_0^2}{4z_R} z^2 = \frac{kz_R}{2} + \frac{k}{2z_R} z^2. \quad (4.11)$$

En este régimen, ambos términos presentan una dependencia cuadrática con la distancia, lo que explica la similitud observada en sus contribuciones relativas. Sin embargo, para distancias $z > z_R$ los comportamientos comienzan a diferir de forma notable: mientras que la contribución asociada a la desalineación lateral tiende a estabilizarse, la contribución debida a la desalineación angular continúa creciendo de manera significativa.

Esto puede entenderse físicamente considerando la definición de la longitud de Rayleigh. A esa distancia, la cintura de un haz gaussiano ha aumentado por un factor $\sqrt{2}$ respecto a su valor mínimo. Más allá de dicha región, el haz se expande de forma cada vez más pronunciada debido a la difracción, lo que implica que deja de estar bien colimado. En estas condiciones, al incrementar la separación entre los acopladores, el tamaño del haz en el plano del segundo acoplador crece lo suficiente como para que la desalineación lateral deje de ser el mecanismo dominante de pérdida: su contribución se satura:

$$\lim_{z \rightarrow \infty} f(z) \approx \frac{z_R^2}{\omega_0^2}. \quad (4.12)$$

En contraste, la desalineación angular continúa amplificándose con la distancia, lo que explica su incremento constante.

4.3. Montaje experimental

Al igual que en el experimento del filtro de calcita, esta parte del trabajo se realizó en colaboración con Andrés Domínguez Macías. Los acopladores utilizados para la construcción del sistema corresponden al modelo F110APC-780 de Thorlabs, los cuales presentan una cintura de haz de $\omega_0=0.68$ mm ($1/e^2$). Estos acopladores de fibra incorporan una lente esférica fija y prealineada, diseñada para producir un haz bien colimado a la salida.

Para evaluar la sensibilidad angular de estos acopladores, es decir, cómo varía la potencia acoplada cuando el haz incidente llega con una ligera inclinación, se realizó el experimento ilustrado en la figura 4.4.

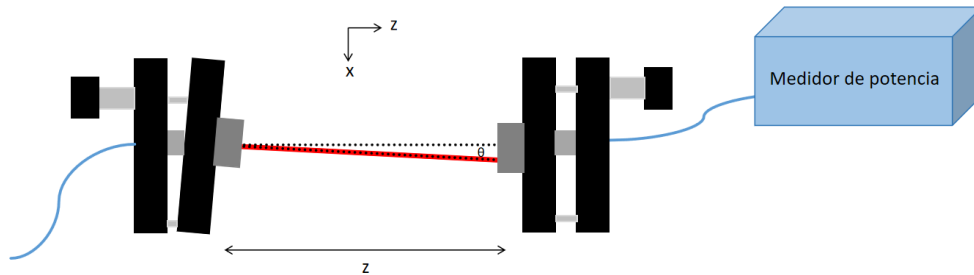


Figura 4.4: Montaje experimental para la evaluación de la sensibilidad angular de los acopladores de fibra.

Un par de acopladores se colocaron enfrentados a una distancia z entre sí, cada uno montado sobre una montura cinemática KM100 de Thorlabs, la cual permite un ajuste angular fino de aproximadamente 0.5° por vuelta. Uno de los acopladores permaneció fijo, mientras que el segundo se sometió a pequeñas variaciones angulares controladas. Estas inclinaciones producían una disminución progresiva en la potencia acoplada. Para

cuantificar este efecto, la salida del acoplador fijo se conectó a un medidor de potencia, registrando así cómo la potencia transmitida dependía del ángulo de desalineación.

El experimento se realizó para distintas separaciones entre acopladores: 15 cm, 30 cm, 45 cm, 60 cm, 100 cm, 200 cm, 300 cm y 400 cm. Debido a que la potencia transmitida disminuye significativamente incluso para pequeñas variaciones angulares, se decidió videogravar cada secuencia experimental correspondiente a cada distancia.

En estas grabaciones se observó el giro de la perilla de la montura, la cual cuenta con una marca de referencia. Posteriormente, los videos fueron analizados cuadro por cuadro mediante ImageJ para determinar con precisión el ángulo de giro, y con ello obtener el ángulo de inclinación aplicado al acoplador. Este procedimiento permitió correlacionar de manera confiable la potencia medida con la desalineación angular introducida.

4.4. Resultados y discusión

Con los datos obtenidos en el experimento descrito en la sección anterior, se logro construir curvas para la eficiencia de acoplamiento como la que se muestra en la figura 4.5. Los datos se ajustan a una Gaussiana tal como lo predice el modelo teórico. A partir de este ajuste, se logro obtener el ancho σ para cada distancia.

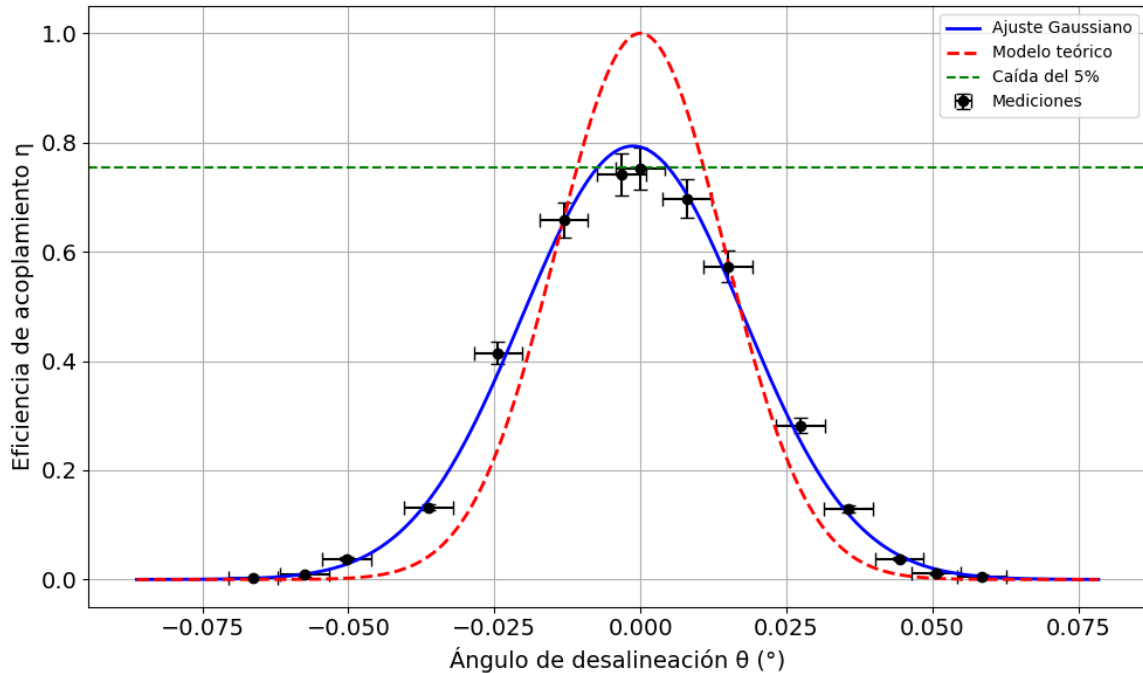


Figura 4.5: Datos experimentales de la eficiencia de acoplamiento ($\eta = P_{acoplada}/P_{inicial}$) obtenida para una distancia entre acopladores de 30 cm en función del ángulo de desalineación. La curva azul muestra el ajuste Gaussiano de los datos, mientras que la curva punteada roja muestra el modelo teórico. La línea horizontal verde representa la región de la Gaussiana donde esta decae un 5 % correspondiente a 0.32σ .

CAPÍTULO 4. SENSIBILIDAD ANGULAR EN ACOPLADORES DE FIBRA ÓPTICA

4.4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A continuación, se estableció como criterio de tolerancia que la potencia acoplada fuera mayor o igual al 95 %, lo cual corresponde a $0,32\sigma$. Con este criterio, para cada distancia se obtuvieron los datos mostrados en la Fig. 4.6. Podemos obtener el modelo que da la predicción teórica, siguiendo este criterio, igualando la ecuación 4.9 al factor 0.95 y despejando para θ

$$\eta = 0,95 = \exp(-\theta^2(\frac{z^2}{\omega^2} + \frac{k^2\omega^2}{4})), \quad (4.13)$$

$$\theta = \sqrt{-\frac{\ln(0,95)}{\frac{z^2}{\omega^2} + \frac{k^2\omega^2}{4}}}, \quad (4.14)$$

convirtiendolo en radianes obtenemos el modelo teórico para nuestra tolerancia angular, el cual se muestra en la figura 4.6, en donde podemos notar que nuestra predicción teórica es compatible, por lo menos para $z < z_R$, con los resultados experimentales usando un factor de escala de 1.4.

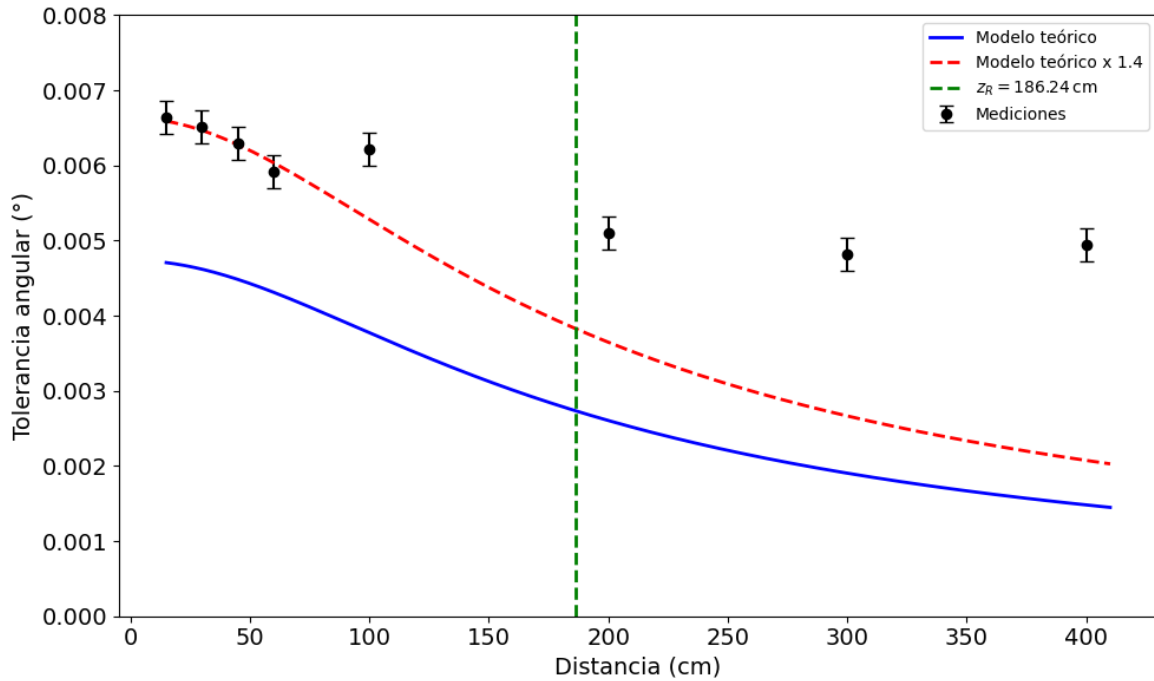


Figura 4.6: Datos experimentales obtenidos para una tolerancia angular que produce una caída del 5 % en la eficiencia de acoplamiento como función de la distancia entre acopladores. La curva azul muestra la predicción teórica la cual es compatible con las mediciones si introducimos un factor de escala de 1.4 (curva roja). A partir de la longitud de Rayleigh (línea punteada verde) nuestras mediciones señalan hacia un estancamiento

Nuestra región de interés en nuestro caso es para distancias $z \ll z_R$, en donde la tolerancia angular se encuentra entre 0.006° y 0.007° , ya que ninguno de nuestros caminos en nuestro sistema, esta cerca de superar 1 m de longitud.

**CAPÍTULO 4. SENSIBILIDAD ANGULAR EN ACOPLADORES DE FIBRA
ÓPTICA**
4.4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Dado que todas las componentes ópticas del sistema permanecerán fijas y sin posibilidad de realineación, es importante tomar en cuenta los resultados obtenidos para el diseño mecánico de la placa, en particular, escoger el grosor adecuado para que cumpla con dos propósitos: que sea lo suficientemente robusto para mantener todo en su lugar incluso después de haber sufrido vibraciones externas, y que sea lo más ligero posible.

Para poder determinarlo vamos a modelar nuestra placa óptica como una viga cuadrada (figura 4.7) y a partir de ahí, calcular la deflexión angular de dicha viga debido a una distribución uniforme de carga, usando las ecuaciones de mecánica de materiales [43].

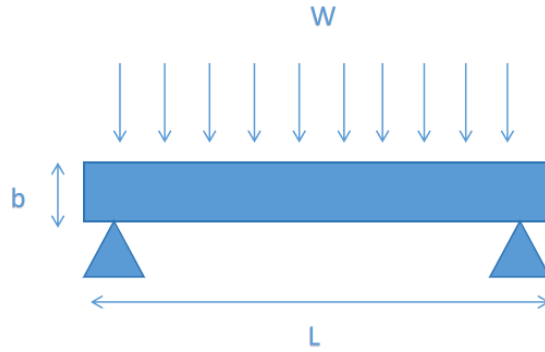


Figura 4.7: Viga de sección transversal cuadrada b y longitud L para modelar la placa óptica del sistema láser.

Una carga distribuida uniformemente W sobre una viga de sección transversal cuadrada b , longitud L ($L=14$ cm en nuestro caso) y apoyada en ambos extremos da como resultado que esta se deflece con una pendiente α dada por:

$$\alpha = \frac{WL^3}{24EI}, \quad (4.15)$$

donde $E = 7 \times 10^{10}$ N/m es el módulo de Young para aluminio, I es el momento de inercia dado por:

$$I = \frac{b^4}{12}. \quad (4.16)$$

Suponiendo una carga razonable de 0.30 kg, podemos calcular la distribución de carga con $W = \frac{F}{L}$, donde $F = mg$. Colocando todos estos números obtenemos la siguiente ecuación para la pendiente en función del grosor b de la viga:

$$\alpha = \frac{3,7 \times 10^{-13} m^4}{b^4}. \quad (4.17)$$

Para expresarlo en términos de ángulo y en grados, aplicamos la tangente inversa y multiplicamos por el correspondiente factor de conversión (ver figura 4.8):

$$\theta = \frac{180}{\pi} \arctan\left(\frac{3,7 \times 10^{-13} m^4}{b^4}\right). \quad (4.18)$$

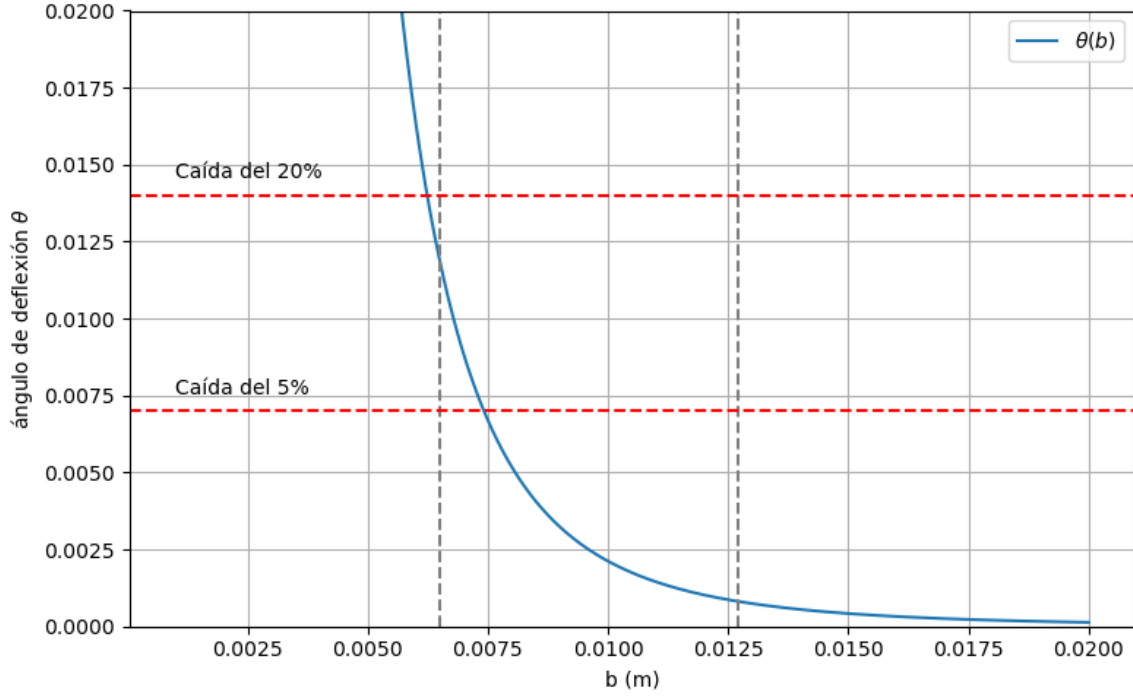


Figura 4.8: Gráfica del ángulo de deflexión en función del grosor b de una viga debido a una distribución de carga uniforme. Las líneas verticales corresponden a un grosor de placa de $b=1/4$ pulgada y $b=1/2$ pulgada, las líneas horizontales corresponden al ángulo de deflexión que produce una caída del 5% y 20% de la potencia acoplada.

Como se puede apreciar en la figura 4.8, existen 2 regiones de interés: $b=1/4$ pulgada (6.35 mm) y $b=1/2$ pulgada (12.7 mm). Vemos que una placa con un grosor de $1/2$ pulgada cumple muy bien con el primer propósito, sin embargo, una placa con esa característica contribuiría mucho al peso total del sistema. Por el otro lado, una placa de $1/4$ de pulgada puede deformarse lo suficiente para inducir una pérdida de más del 5%, superando nuestro criterio de tolerancia. Tener una pérdida $\leq 5\%$ es un criterio bastante exigente y solo fue propuesto para poner en perspectiva nuestros resultados. Un escenario más realista sería escoger una tolerancia que no nos genere una pérdida de más del 20%, lo cual cumple perfectamente la placa de $1/4$ de pulgada, satisfaciendo de esa manera ambos propósitos.

4.5. Conclusiones

En este capítulo se caracterizó la sensibilidad angular de los acopladores de fibra empleados en el sistema y, a partir de ello, se estableció un criterio de tolerancia que sirvió como guía para el diseño mecánico de la placa óptica. El análisis teórico mostró que la eficiencia de acoplamiento decae con el ángulo de inclinación siguiendo una dependencia de tipo Gaussiano, resultado que fue corroborado experimentalmente. Además, se iden-

CAPÍTULO 4. SENSIBILIDAD ANGULAR EN ACOPLADORES DE FIBRA ÓPTICA

4.5. CONCLUSIONES

tificó que, para distancias grandes, la contribución debida a la desalineación angular domina sobre la desalineación lateral.

Los resultados experimentales mostraron que, dentro de la región de interés del sistema ($z \ll z_R$), la tolerancia angular correspondiente a una pérdida de potencia $\leq 5\%$ se encuentra en el rango de $0,006^\circ$ a $0,007^\circ$, la cual es compatible con el modelo teórico por un factor de 1.4.

La aplicación práctica de esta tolerancia resultó fundamental en la selección del grosor de la placa óptica. Al modelar la placa como una viga de aluminio sometida a una distribución de carga uniforme, se determinó que un grosor de $1/4$ de pulgada (6.35 mm) constituye la solución más adecuada. Si bien este grosor no satisface el criterio del 5% (pues puede inducir pérdidas mayores), sí cumple un criterio más realista de pérdida $\leq 20\%$, logrando así un equilibrio óptimo entre la rigidez necesaria para mantener la alineación y la ligereza deseada para el módulo.

Capítulo 5

Diseño del sistema láser

Este capítulo ha sido omitido en la versión pública de la tesis.

Capítulo 6

Conclusiones

Este trabajo constituye una fase inicial que, eventualmente, conducirá a la construcción de un sistema portátil capaz de medir con alta precisión la aceleración gravitacional. El objetivo principal de este proyecto consistió en la simplificación y miniaturización del sistema láser, con el propósito de desarrollar un dispositivo compacto, robusto y económico que cumpla con los requerimientos necesarios para estudios geológicos de campo.

En el Capítulo 3 se caracterizó la funcionalidad de un filtro óptico destinado a eliminar componentes parásitas de los haces Raman mediante el uso de un cristal birrefringente, cuya sintonización se realiza por medio de la inclinación controlada con un dispositivo piezoeléctrico. Los resultados obtenidos permitieron validar esta técnica y descartar el método de control térmico, el cual implicaba un elevado consumo de energía.

El Capítulo 4 se centró en la caracterización de la sensibilidad a desalineaciones de los acopladores de fibra F110APC-780. Esta caracterización resultó de vital importancia para la selección del grosor de la placa que soporta todos los componentes ópticos del sistema.

Finalmente, en el Capítulo 5 se presentó el nuevo diseño del sistema láser. En este esquema se descarta el uso de moduladores acusto-ópticos y se propone, en su lugar, la utilización de un cubo divisor de haz junto con un par de obturadores. Esta elección permite una simplificación significativa del sistema, reduciendo considerablemente la longitud y complejidad de los trayectos ópticos. El nuevo diseño se concibe como una estructura de dos niveles, o dos módulos principales, que integran de manera compacta y eficiente las distintas funciones del sistema láser. El maquinado de los módulos, así como de las piezas destinadas a soportar los componentes, ha sido completado, dejando al sistema listo para iniciar su ensamble.

Referencias

1. S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985).
2. S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, Phys. Rev. Lett. 57, 314 (1986).
3. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B 2, 1707 (1985).
4. W. D. Phillips and H. J. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 54, 2596 (1985).
5. Kovachy, T., Asenbaum, P., Overstreet, C., Donnelly, C. A., Dickerson, S. M., Sugarbaker, A., Hogan, J. M., & Kasevich, M. A. (2015). Quantum superposition at the half-metre scale. Nature, 528(7583), 530–533. doi:10.1038/nature16155
6. Jaffe, M., Haslinger, P., Xu, V., Hamilton, P., Upadhye, A., Elder, B., Khoury, J., & Müller, H. Testing sub-gravitational forces on atoms from a miniature in-vacuum source mass. Nature Physics, 13, 938–942 (2017).
7. Sinha, S., & Samuel, J. Atom interferometry and the gravitational redshift. Classical and Quantum Gravity, 28, 145018 (2011).
8. Wolf, P., Blanchet, L., Bordé, C. J., Reynaud, S., Salomon, C., & Cohen-Tannoudji, C. Atom interferometry and the Einstein equivalence principle. Classical and Quantum Gravity, 28, 145017 (2011).
9. L. Robert, Ultra-cold atom interferometer for a spaceborne gravimeter, PhD Thesis, Université Paris-Saclay, France (2022).
10. Rosi, G., Sorrentino, F., Cacciapuoti, L., Prevedelli, M., & Tino, G. M. Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms. Nature, 510, 518–521 (2014).
11. Parker, R. H., Yu, C., Zhong, W., Estey, B., & Müller, H. (2018). Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model. Science, 360(6385), 191–195.
12. Bongs et al., Taking atom interferometric quantum sensors from the laboratory to real-world applications, Nature Reviews Physics 1, 731–739 (2019).
13. Montagner, J.-P., Juhel, K., Barsuglia, M., Ampuero, J. P., Chassande-Mottin, E., Harms, J., Whiting, B., Bernard, P., Clévéde, E., & Lognonné, P. Prompt gravity signal induced by the 2011 Tohoku-Oki earthquake. Nature Communications, 7, 13349 (2016).
14. Li, C. Y., et al. Continuous gravity measurement with a portable atom gravimeter USTC-AG11 at a seismic station. (2023).

15. Wu, X., Pagel, Z., Malek, B. S., Nguyen, T. H., Zi, F., Scheirer, D. S., & Müller, H. (2019). Gravity surveys using a mobile atom interferometer. *Science Advances*, 5(9), eaax0800. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aax0800>
16. <https://www.muquans.com/product/absolute-quantum-gravimeter/>
17. Bidel, Y., Carraz, O., Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., & Bresson, A. Compact cold atom gravimeter for field applications. *arXiv:1302.1518* (2013).
18. Zhang, J.-Y., Xu, W.-J., Sun, S.-D., Shu, Y.-B., Luo, Q., Cheng, Y., Hu, Z.-K., & Zhou, M.-K. A car-based portable atom gravimeter and its application in field gravity survey. *AIP Advances*, 11, 115223 (2021).
19. Bidel, Y., Zahzam, N., Blanchard, C., Bonnin, A., Cadoret, M., Bresson, A., Rouxel, D., & Lequentrec-Lalancette, M.-F. Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 9, 627 (2018).
20. Panda, C. D., Tao, M., Ceja, M., Reynoso, A., & Müller, H. Atomic gravimeter robust to environmental effects. *Nature Communications*, 13, 13349 (2022).
21. Peters, A., Chung, K. Y., & Chu, S. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38, 25–61 (2001).
22. Kasevich, M., & Chu, S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2), 181–184 (1991).
23. Foot, C. J. *Atomic Physics*. Oxford University Press, Oxford (2005).
24. Metcalf, H. J., & van der Straten, P. (1999). *Laser Cooling and Trapping*. Springer. ISBN 978-0387987287.
25. Diseño e implementación de una trampa magneto-óptica para átomos neutros. Tesis de Licenciatura en Física, Universidad de Guadalajara, Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías, Guadalajara, Jalisco, México, mayo de 2013.
26. Hamzeloui, S. Interferometry Using Magnetic Sensitive States. Tesis de doctorado, Universidad Autónoma de San Luis Potosí, San Luis Potosí, México, abril de 2016.
27. Steck, D. A., *Quantum and Atom Optics*, Department of Physics, University of Oregon (2007).
28. Daniel A. Steck, Rubidium 87 D Line Data, Oregon Center for Optics and Department of Physics, University of Oregon (2001).
29. M. de Angelis et al., "Precision gravimetry with atomic sensors", *Measurement Science and Technology* 20,022001 (2009).

30. L. O. Castaños and E. Gómez, Model for a phase-space selector using microwave transitions, *Physical Review A*, 89, 013406 (2014).
31. E. Zúñiga, E. Gómez, and L. O. Castaños-Cervantes, Precision limits of magnetic T^3 -atomic gravimetry due to atomic cloud expansion, *Physical Review A*, 109, 013304 (2024).
32. Zhu, L. (2018). A cold atoms gravimeter for use in absolute gravity comparisons. PhD thesis, University of Birmingham, United Kingdom.
33. Saleh, B. E. A., & Teich, M. C. (2019). *Fundamentals of Photonics* (3rd ed.). John Wiley & Sons. ISBN 978-1119506874
34. A. Yariv and P. Yeh. *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*. John Wiley & Sons, 1984.
35. A. López-Vázquez, M. Maldonado, E. Gomez, N. Corzo, E. de CarlosLópez, J. Franco-Villafañe, K. Jiménez-García, J. Jiménez-Mier, J. LópezGonzález, C. López-Monjaraz, J. López-Romero, A. Medina-Herrera, R. Méndez-Fragoso, C. Ortiz, H. Peña, J. Raboño-Borbolla, F. RamírezMartínez, and V. Valenzuela, “Compact laser modulation system for a transportable atomic gravimeter,” *Opt. Express* 31, 3504 (2023)
36. Carraz, O., Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., Bidet, Y., & Bresson, A. (2012). Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a Raman laser generated by modulation. *Physical Review A*, 86(3), 033605.
37. A. López-Vázquez, R. Hernandez, and E. Gomez, “Tunable locking of calcite narrow frequency filters through modulation switching,” *Rev. Sci. Instrum.* 94, 083001 (2023).
38. N. Arias, V. Abediyeh, S. Hamzeloui, and E. Gomez, “Low phase noise beams for Raman transitions with a phase modulator and a highly birefringent crystal,” *Opt. Express* 25, 5290–5301 (2017). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.033605>
39. Hecht, E. (2017). *Optics* (5th ed.). Pearson.
40. Thorlabs: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PK2FVF1>
41. Domínguez Macías, E. A. (2025). Diseño de módulo de amplificación para gravímetro atómico compacto [Tesis de maestría, Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Instituto de Física].
42. Zhang, Z., Liu, J., Li, B., & Yang, X. (2018). Thermally induced deterioration behaviour of two dolomitic marbles under heating–cooling cycles. *Royal Society Open Science*, 5, 180779.

43. Beer, F. P., Johnston, E. R. Jr., DeWolf, J. T., & Mazurek, D. F. (2009). *Mecánica de materiales* (5.^a ed.). McGraw-Hill.
44. Sánchez Terán, D. (2025). *Planeación hacia un gravímetro MEMS de cavidad* (Tesis de maestría, Maestro en Ciencias Físicas). Instituto de Física, Universidad Autónoma de San Luis Potosí, San Luis Potosí, México.
45. Díaz Zaragoza, J. (2020). *Sistemas de amarrado absoluto de frecuencia y amplificación láser* (Tesis de maestría). Universidad Autónoma de San Luis Potosí, San Luis Potosí, México.
46. Valenzuela, V. M., Hernández, L., & Gómez, E. High power rapidly tunable system for laser cooling. *Review of Scientific Instruments*, 83, 015111 (2012).
47. Martínez, S., Hernández, L., Reyes, D., Gómez, E., Ivory, M., Davison, C., & Aubin, S. (2011). Fast, small, and low vibration mechanical laser shutters. *Review of Scientific*
48. Lewandowski, H. J. *Coherences and correlations in an ultracold Bose gas*. Tesis doctoral (Ph.D. in Physics), University of Colorado, 2002.