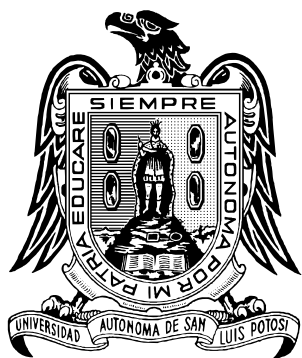




UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

INSTITUTO DE FÍSICA

Diseño de módulo de amplificación para
gravímetro atómico compacto

TESIS PARA OBTENER EL GRADO

DE:

Maestría en Física

PRESENTA:

Lic. Fis. Emilio Andrés Domínguez

Macías

Director de Tesis:

Dr. Eduardo Gómez García



San Luis Potosí, 14 de noviembre 2025

Diseño de módulo de amplificación para gravímetro atómico compacto © 2025 by Emilio Andrés Domínguez Macías is licensed under CC BY-NC-SA 4.0. To view a copy of this license, visit <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/>

Índice general

Índice de figuras	ii
Agradecimientos	v
1	Introducción
1	1
2	Fundamentos de interferometría atómica y modulación electro- óptica para gravimetría
2	3
2.1	El Interferómetro Atómico como Gravímetro
2.1	3
2.2	Generación de frecuencias mediante modulación electro-óptica (EOM) .
2.2	5
2.3	Impacto de las líneas espurias en la medición de g
2.3	6
3	Sintonización del filtro de calcita con la inclinación
3	7
3.1	Introducción
3.1	7
3.2	Fundamentos del Filtro de Calcita
3.2	9
3.3	Montaje experimental
3.3	12
3.4	Resultados
3.4	13
4	Tolerancia angular de los acopladores de fibra
4	17
4.1	Introducción
4.1	17
4.2	Montaje experimental
4.2	18
4.3	Resultados
4.3	21
5	Diseño del módulo de amplificación
5	25
5.1	Introducción
5.1	25
5.2	¿Cómo funciona un amplificador cónico?
5.2	25
5.3	Óptica de colimación y corrección del haz
5.3	27
5.4	Diseño de la montura del amplificador
5.4	29
6	Fabricación y montaje del módulo de amplificación
6	34
6.1	Introducción
6.1	34
6.2	Maquinado y modificaciones de la montura
6.2	34
6.3	Control térmico
6.3	36
6.4	Bloque de entrada
6.4	37
6.5	Discusión
6.5	38
7	Conclusiones y perspectivas
7	41
8	Apéndice: Predicción teórica de la tolerancia angular
8	43

Índice de figuras

2.1	Esquema de niveles atómicos y transición Raman.	4
2.2	Diagrama de espacio-tiempo de un interferómetro atómico tipo Mach-Zehnder. Adaptado de [2].	4
3.1	Direcciones relativas del haz, eje óptico de la calcita y polarización de la luz	8
3.2	Figura ilustrativa del cambio de la distancia recorrida por el haz al inclinar el cristal de calcita. Ángulo exagerado para fines ilustrativos. El ángulo máximo utilizado en el experimento fue de 0.8° . El efecto de la separación espacial de los componentes de la polarización paralelos y perpendiculares al eje óptico, discutidos en la siguiente sección, son ignorados.	9
3.3	Diagrama del montaje experimental	12
3.4	Intensidad normalizada predicha a la salida del filtro en función de la frecuencia para un cristal inclinado 0.56° respecto al haz $f(\nu)$ y 0.66° $g(\nu)$. Cada punto corresponde a un dato de intensidad (son datos ilustrativos), el punto 1 corresponde al punto medio de intensidad para una frecuencia dada, el punto 2 corresponde al dato a la misma frecuencia tras inclinar el cristal 0.1° y el punto 3 corresponde en el dato tras modificar la frecuencia para obtener la misma intensidad del punto 1. La diferencia de frecuencias entre 3 y 1 es registrada.	14
3.5	Inclinación necesaria para desplazar el filtro en frecuencia o número de rangos libres espectrales. En términos de la frecuencia, el ajuste lineal $\theta(\nu) = a \cdot \nu + b$ está dado por los parámetros $a = (1.930 \pm 0.069) \times 10^{-2} \text{ }^\circ/\text{GHz}$ y $b = (0.949 \pm 1.668) \times 10^{-2} \text{ }^\circ$. Las líneas grises corresponden a los límites superior e inferior del ajuste lineal tomando a partir de la incertidumbre en los parámetros.	15
3.6	Inclinación necesaria para desplazar el filtro un cierto número de FSR. . .	15
3.7	Inclinación necesaria para desplazar el filtro en frecuencia o número de rangos libres espectrales. Predicción teórica para diferentes inclinaciones iniciales, medición y ajuste lineal originales (figura 3.5).	16
4.1	Representación de cómo afecta la deformación de una placa a la trayectoria de la luz que sale de un acoplador S, y entra a un acoplador E para a) una placa no deformada y b) una placa deformada. La línea punteada en b) muestra la trayectoria ideal del haz para ser acoplada por E. Ángulos y deformaciones exagerados con fines ilustrativos.	17
4.2	Diagrama del montaje experimental. Para hacer el seguimiento de la rotación de la perilla se utilizó la cámara de video de un celular de 8 MP.	18

4.3	Ejemplo del protocolo para obtener el ángulo de la perilla de la montura en ImageJ. Se ubica el centro de la perilla y a partir de ahí se traza una recta hacia al centro de su marca. La aplicación devuelve el ángulo de dicha recta respecto a la horizontal de la imagen. La horizontal es la misma para todas las tomas debido a que el celular usado como tracker (sistema de seguimiento) es fijado a la mesa.	19
4.4	Potencia óptica medida como función del ángulo de la perilla para una distancia de 30 cm entre los acopladores. La curva morada es el ajuste gaussiano a los datos.	20
4.5	Tolerancia angular ϕ en función de la separación entre los acopladores. La curva verde representa la función ϕ (8.26) obtenida en el apéndice (Capítulo 8).	20
4.6	Términos del denominador de la raíz cuadrada de la ecuación (4.3), ambos $u_1 = \frac{z^2}{w^2}$ y $u_2 = \frac{k^2 w^2}{4}$ son números puros.	22
4.7	Tolerancia angular ϕ para diferentes valores de w_0 , se muestra también la medición original en morado.	23
4.8	Modelo de la placa como una viga de sección transversal cuadrada apoyada en ambos extremos. a) Vista frontal. b) Sección transversal.	23
4.9	Ángulo de inclinación máximo producido por la carga uniforme en función del grosor de la viga y tolerancias angulares ϕ y ϕ_{20} . Las líneas rojas muestran un grosor de 1/4 y 1/2 de pulgada.	24
5.1	Esquema conceptual de un amplificador cónico. El haz se inyecta en el extremo estrecho de la guía y se amplifica a medida que se propaga por el medio activo hacia la salida ancha, donde el perfil transversal se expande.	26
5.2	Dibujos de las dimensiones del empaquetado del amplificador EYP-TP-0780-02000 tomado de su hoja de datos.	26
5.3	Diagrama de los componentes para colimar y corregir el haz desde una vista aérea. Las barras roja y roja claro representan la componente horizontal y vertical del haz, respectivamente. El tamaño e inclinación de los haces es solo ilustrativo.	27
5.4	Resultados de la simulación realizada por Alejandra, utilizando matrices ABCD y componentes comerciales. Se muestran las evoluciones del radio del haz en ambas direcciones y la colimación lograda, siendo la trayectoria roja la parte horizontal y la negra la vertical.	29
5.5	Esquema del efecto de los prismas anamórficos PS870 sobre la dirección horizontal del haz, que es reducida al tamaño de la vertical, reduciendo la elipticidad y obteniendo un haz aproximadamente circular.	29
5.6	Tamaño de los prismas anamórficos en la inclinación deseada. Figura tomada del diseño de <i>FreeCad</i> (Prismas.FCStd).	30
5.7	Arreglo utilizado anteriormente para el módulo de amplificación desde la montura. En verde se muestra el tren óptico a la salida del amplificador.	30
5.8	a) Vista superior y b) frontal de la montura anterior. Figura tomada de la tesis de Jesús Díaz [33].	30
5.9	a) Diseño de montura para el amplificador, con lentes esféricas instaladas. b) Diseño de la montura con lentes instaladas, incluyendo la cilíndrica y el peltier colocado en su posición.	31

5.10	Potencia disipada por el amplificador en función de la potencia óptica de salida, datos obtenidos de [33].	32
6.1	Montura principal modificada con TA instalado. a) Vista trasera (entrada) y b) vista frontal (salida).	35
6.2	Controlador PI PTC5K-CH (5 A) utilizado para estabilizar la temperatura de la montura a 18°C. El circuito de control se cierra con el termistor alojado en la montura y un Peltier como elemento actuador.	36
6.3	Mediciones de resistencia contra temperatura para el termistor utilizado, así como la curva ajustada. La curva ajustada es $R(T) = Ae^{-bT(^{\circ}\text{C})} + d$, con parámetros $A = (34.6356 \pm 0.2982) \text{ k}\Omega$, $b = (0.0464 \pm 0.0001) \text{ 1/}^{\circ}\text{C}$ y $d = (-0.5464 \pm 0.1444) \text{ k}\Omega$. Las líneas naranjas corresponden a los límites superior e inferior del ajuste, obtenidos a partir de la incertidumbre en los parámetros.	37
6.4	Principio de un aislador de Faraday (adaptado de Vigneshdm1990, “Faraday isolator.svg”, CC BY-SA 4.0 creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en , vía Wikimedia Commons, commons.wikimedia.org/wiki/File:Faraday_isolator.svg). Cambios: recorte y traducción de etiquetas.	38
6.5	a) Fotografía del microposicionador MAX602D con la zona de las monturas de PVC utilizadas en este proyecto señalada. b) Diagrama de instalación del aislador al bloque de entrada. Las figuras verdes representan bases auxiliares para fijar los componentes a la mesa óptica.	39
6.6	a) Diagrama de instalación del aislador al bloque de entrada. Las figuras verdes representan bases auxiliares para fijar los componentes a la mesa óptica. b) Diagrama del tamaño del haz respecto a la entrada del medidor de potencia para maximizar la sensibilidad de la potencia detectada ante desalineaciones angulares de la lente.	39
6.7	Fotografía del bloque de entrada ya pegado y conectado a una fibra óptica. El aislador de Faraday se encuentra en un anillo de polipropileno para evitar dañar la superficie de la lente esférica y la lente del acoplador.	40
8.1	Diagrama ilustrativo de los parámetros de los haces comparados para obtener η ; por una parte, el haz rojo representa al haz que produce el máximo acoplamiento para la separación entre acopladores z , mientras que el azul representa al haz inclinado un ángulo θ respecto a este.	44

Agradecimientos

Agradezco a la Universidad Autónoma de San Luis Potosí y, en particular, a la Facultad de Ciencias y al Instituto de Física por permitirme realizar mis estudios de maestría y facilitar el uso de sus instalaciones e infraestructura para este trabajo.

A la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI, antes CONAHCYT) por el apoyo económico mediante la beca de maestría y el financiamiento del proyecto en el que se enmarca este trabajo.

Mi agradecimiento al Dr. Eduardo Gómez por la dirección y asesoría a lo largo de este proceso, por su paciencia y el tiempo dedicado a guiarme e instruirme. Gracias por darme la oportunidad de trabajar en el Laboratorio de Átomos Fríos y permitirme colaborar en sus proyectos. Valoro la formación que me ha dado como asesor y como profesor.

Agradezco también al Dr. Josué Hernández por todo el apoyo durante este trabajo, por ayudarme a resolver problemas técnicos y dudas, y por sus sugerencias y consejos; y a la Dra. Alejandra López, no sólo por apoyar el proyecto y trazar el camino por el que se desarrolla, sino también por sus consejos y guía durante la maestría, en lo académico y en lo personal.

Gracias al resto de mis compañeros de laboratorio, Luis, Alex, Haydee, Gustavo, Roberto y Daniel, por su compañía, experiencia y ayuda durante mi estancia, y a mis compañeros de maestría con quienes compartí este camino.

Finalmente, agradezco a dos grupos muy importantes para mí, sin cuya presencia no habría podido realizar mis estudios ni concretar este proyecto: mis roomies Akbar, Humberto y Zayra, quienes han estado para mí en las altas y en las bajas y han sido un apoyo fundamental, y mi familia, particularmente mis padres y hermanos, quienes me auxilian y me aman incondicionalmente. A mi madre, que siempre está para mí, por la ternura con la que me levanta cuando tropiezo y por sus palabras de aliento; a mi padre, por sus consejos y apoyo constante; y a mis hermanos, que, a pesar de la distancia, siempre están para mí.

Capítulo 1

Introducción

Los gravímetros miden la aceleración local de la gravedad g y permiten detectar variaciones de masa [1, 2], con aplicaciones en geodesia [3], monitoreo de recursos hídricos [4], exploración de hidrocarburos [5, 6], navegación inercial [7], predicción de sismos [8] y exploración arqueológica [9]. En otras palabras, cuantificar detalladamente g es una herramienta directa para sondear la estructura del subsuelo y monitorear procesos geofísicos y antropogénicos. Una unidad de uso común para referirse a g o variaciones de esta, y la cual se usa en este trabajo, es el μGal , con $1 \mu\text{Gal} = 10^{-8} \text{ m/s}^2 \approx 10^{-9} g$.

Entre las distintas tecnologías, los gravímetros atómicos, basados en interferometría con átomos fríos, han emergido como algunos de los instrumentos más precisos para medir g [10, 11]. De forma intuitiva, el interferómetro separa y recombina las ondas de materia de los átomos mediante pulsos ópticos, y la fase acumulada entre las dos trayectorias es proporcional a g (véanse [1, 2] para revisiones generales). Con esta técnica se han reportado sensibilidades del orden de $2.2 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ [12], estabilidades de largo plazo de $0.05 \mu\text{Gal}$ [13] y exactitudes absolutas de $3 \mu\text{Gal}$ en instrumentos transportables [14].

A pesar de estos avances, la adopción en campo sigue condicionada por la complejidad, el volumen y los requerimientos de estabilidad del sistema láser que hace posible la manipulación coherente de los átomos. En un esquema compacto, es deseable generar las múltiples frecuencias ópticas a partir de un único láser semilla, reduciendo volumen y costo. Una arquitectura que habilita esto emplea un modulador electro-óptico (*Electro-Optic Modulator*, EOM) [15, 16] que crea bandas laterales: componentes espectrales equiespaciados en frecuencia alrededor de una frecuencia central. Sin embargo, aparecen componentes espectrales no deseadas que, si no se suprimen, introducen errores sistemáticos en la medición [17, 18].

Para suprimir dichas componentes, una estrategia efectiva consiste en usar un filtro basado en un cristal birrefringente (por ejemplo, calcita) seguido de un divisor de haz polarizante (*Polarizing Beam Splitter*, PBS) [15, 19]. La birrefringencia induce un retardo de fase entre los componentes de polarización ordinario y extraordinario que depende de la frecuencia [20], y al proyectar el estado de polarización sobre el PBS se obtiene una atenuación selectiva espectralmente. En otros trabajos, la sintonización de la frecuencia central se ha realizado por control térmico del cristal [17], lo que conlleva tiempos de estabilización del orden de minutos. Alternativamente, en este trabajo adoptamos y demostramos la sintonización angular: al inclinar el cristal respecto al eje del haz se modifica la longitud óptica efectiva y se desplaza la respuesta del filtro. Este ajuste geométrico, implementable con actuadores piezoeléctricos, ofrece rapidez, simplicidad y buena compatibilidad con arquitecturas miniaturizadas.

La miniaturización del sistema láser impone además retos mecánicos y de guiado de luz. El uso extensivo de fibras y acopladores favorece la compacidad y la robustez, pero la eficiencia de acoplamiento entre colimadores es sensible a desalineaciones angulares, por ejemplo, debidas a la flexión de las placas base que soportan los componentes. Por ello es clave caracterizar la tolerancia angular de estos acopladores y, a partir de ella, fijar el grosor mínimo de las placas para mantener las pérdidas ópticas bajo control.

Finalmente, el módulo de amplificación es otro pilar del sistema: a partir de un láser semilla de baja potencia se requiere alcanzar potencias ópticas totales del orden de 1 W [16, 21, 22]. Los amplificadores cónicos (*Tapered Amplifiers*, TA) ofrecen una solución compacta y potente, aunque plantean desafíos específicos: un haz de salida altamente astigmático que demanda corrección y colimación, y una disipación térmica significativa que exige un diseño cuidadoso para garantizar estabilidad.

El objetivo general de esta tesis es contribuir al desarrollo de un sistema láser miniaturizado para gravimetría atómica mediante el diseño, caracterización e implementación de tres componentes clave:

1. un filtro de calcita con sintonización angular,
2. un estudio de tolerancia angular en acopladores de fibra para definir requisitos de rigidez mecánica, y
3. el diseño, fabricación y montaje de un módulo de amplificación compacto, robusto y térmicamente estable.

El Capítulo 3 presenta la caracterización experimental de la sintonización angular del filtro de calcita; el Capítulo 4 determina la tolerancia angular de los acopladores de fibra y deriva el grosor necesario de las placas soporte; el Capítulo 5 describe el diseño integral del módulo de amplificación; y el Capítulo 6 documenta su fabricación, montaje y control térmico, junto con perspectivas de integración.

Capítulo 2

Fundamentos de interferometría atómica y modulación electro-óptica para gravimetría

2.1. El Interferómetro Atómico como Gravímetro

La base de la gravimetría atómica reside en explotar la dualidad onda-partícula de los átomos. Los experimentos suelen emplear átomos alcalinos (como el rubidio-87 o el cesio-133), ya que su estructura electrónica simple, con un solo electrón de valencia, facilita su manipulación coherente con luz láser. Cuando una nube de estos átomos es enfriada mediante técnicas de enfriamiento láser a temperaturas del orden de 1-10 μK , su longitud de onda de de Broglie,

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{p} = \frac{h}{Mv}, \quad (2.1)$$

donde h es la constante de Planck, M la masa del átomo y v su velocidad, se vuelve significativa, alcanzando valores del orden de 0.1 μm a 1 μm [2]. A estas escalas, los átomos deben ser tratados como ondas de materia. Al igual que la luz en un interferómetro óptico, estas ondas atómicas pueden dividirse, desviarse y recombinarse para producir un patrón de interferencia cuya fase es sensible a las fuerzas inerciales, como la gravedad [2, 23].

La manipulación de las ondas de materia se realiza típicamente mediante pulsos de luz láser que inducen transiciones Raman estimuladas entre dos niveles hiperfinos del estado fundamental del átomo, denominados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ (por ejemplo, los niveles $F = 1$ y $F = 2$ en ^{87}Rb). En una transición Raman, dos haces láser con una diferencia de frecuencia $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ igual a la separación hiperfina ω_{hf} entre $|1\rangle$ y $|2\rangle$, interactúan con el átomo (figura 2.1). Como resultado de esta interacción de dos fotones, el átomo no solo cambia su estado interno, sino que también sufre un cambio neto de momento $\hbar\mathbf{k}_{\text{ef}}$, donde $\mathbf{k}_{\text{ef}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ es el vector de onda efectivo. Si los haces son contrapropagantes, $|\mathbf{k}_{\text{ef}}| \approx 2|\mathbf{k}_{\text{las}}|$, donde $\mathbf{k}_{\text{las}}$ es el vector de onda de uno de los 2 láseres, lo que maximiza la transferencia de momento a aproximadamente $2\hbar k$ por pulso.

Para gravimetría se utiliza un interferómetro equivalente a un Mach-Zehnder [2], donde los elementos ópticos como espejos y divisores de haz son remplazados por pulsos de luz, en particular, se aplica una secuencia de tres pulsos Raman con una duración temporal precisa [10]:

- Un primer pulso $\pi/2$ actúa como un divisor de haz de la onda de materia. Si el átomo

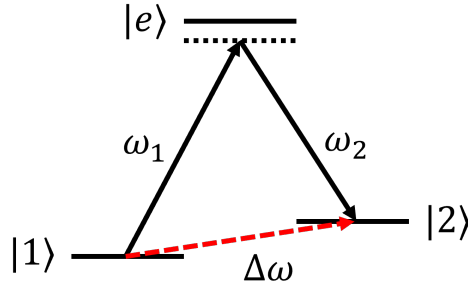


Figura 2.1: Esquema de niveles atómicos y transición Raman.

comienza en el estado $|1, \mathbf{p}\rangle$, este pulso lo coloca en una superposición coherente de igual amplitud: $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1, \mathbf{p}\rangle + e^{i\phi_1}|2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{ef}}\rangle)$. Esto inicia dos trayectorias espacialmente separadas.

- Un pulso π , aplicado tras un tiempo T , actúa como un espejo. Intercambia los estados y momentos de las componentes de la superposición, invirtiendo sus trayectorias para que converjan.
- Un segundo pulso $\pi/2$, aplicado tras otro tiempo T , actúa como un combinador. Mezcla nuevamente las dos trayectorias, permitiendo que interfieran.

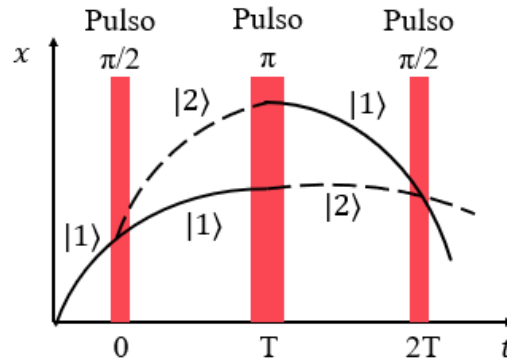


Figura 2.2: Diagrama de espacio-tiempo de un interferómetro atómico tipo Mach-Zehnder. Adaptado de [2].

La señal medida al final de la secuencia es la fracción de átomos que se encuentra en uno de los estados (por ejemplo, $|1\rangle$). Esta fracción oscila como una función del coseno de la diferencia de fase total $\Delta\Phi$ acumulada entre las dos trayectorias internas del interferómetro:

$$P(|1\rangle) = \frac{1}{2}(1 + C \cos(\Delta\Phi)), \quad (2.2)$$

donde C es la visibilidad de la interferencia.

Para un interferómetro orientado verticalmente y operado con átomos en caída libre, la contribución dominante a la fase proviene de la interacción de los átomos con el campo gravitatorio durante los pulsos láser. La aceleración gravitatoria g modifica la posición de

los átomos respecto a los frentes de onda láser en el instante de cada pulso. Un cálculo detallado [2, 24] muestra que la fase debida a la gravedad está dada por:

$$\Delta\Phi_g = k_{\text{ef}}gT^2. \quad (2.3)$$

Esta ecuación es fundamental: relaciona directamente una cantidad microscópica y medible (la fase de interferencia $\Delta\Phi$) con la aceleración local de la gravedad g . La precisión en la determinación de g escala con el cuadrado del tiempo de interrogación T y es proporcional al momento efectivo transferido k_{ef} . Esto motiva el desarrollo de fuentes atómicas cada vez más frías para aumentar T .

Sin embargo, la estabilidad y precisión última de la medición están ligadas intrínsecamente a la calidad del sistema láser. Cualquier fluctuación o imperfección en el sistema láser que introduzca componentes espectrales no deseados se traducirá directamente en un error sistemático en la medición de g [18]. Esta exigencia de un sistema láser de extrema estabilidad y pureza espectral es la que motiva el desarrollo de arquitecturas compactas y robustas, como la que se presenta en esta tesis, y subraya la necesidad de un filtrado espectral robusto, tema que se abordará en el siguiente capítulo.

2.2. Generación de frecuencias mediante modulación electro-óptica (EOM)

Para implementar la secuencia de pulsos Raman descrita en la sección anterior, se requieren dos frecuencias ópticas estables y coherentes separadas exactamente por la frecuencia hiperfina del átomo ($\omega_{\text{hf}} \approx 6.8$ GHz para ^{87}Rb). En lugar de emplear láseres independientes para cada frecuencia, lo que incrementaría considerablemente la complejidad, volumen y costo del sistema, se adopta una arquitectura compacta basada en un modulador electro-óptico (EOM) [15, 22].

Un EOM aprovecha el efecto electro-óptico en cristales no lineales como el Niobato de Litio (LiNbO_3). Al aplicar una señal de microondas de frecuencia ω_m , el voltaje induce cambios en el índice de refracción del cristal, lo que a su vez modula la fase del haz láser que lo atraviesa.

Este proceso genera un espectro óptico compuesto por una componente principal a la frecuencia original del láser, llamada portadora, y componentes adicionales a frecuencias laterales espaciadas por ω_m , llamadas bandas laterales. La amplitud relativa de estas componentes está determinada por el índice de modulación $\beta = \pi V/V_\pi$, donde V es el voltaje aplicado y V_π es el voltaje característico del cristal necesario para producir un desfase de π radianes.

El campo óptico resultante puede describirse como [22]:

$$E(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) e^{i(\omega_c + n\omega_m)t}, \quad (2.4)$$

donde $J_n(\beta)$ son las funciones de Bessel de primera especie. La potencia en cada componente escala con $J_n^2(\beta)$.

Para aplicaciones en gravimetría atómica, se sintoniza $\omega_m \simeq \omega_{\text{hf}}$, de modo que las bandas laterales $n = \pm 1$ quedan separadas exactamente por la frecuencia hiperfina. Estas dos componentes, siendo coherentes entre sí y derivadas del mismo oscilador, constituyen el par ideal para excitar transiciones Raman.

La elección de β es crucial: valores pequeños ($\beta \ll 1$) favorecen la portadora, mientras que valores mayores permiten aumentar la potencia en las bandas laterales útiles ($n = \pm 1$) a expensas de generar componentes no deseadas de orden superior ($|n| \geq 2$). En la práctica, se selecciona β para minimizar corrimientos sistemáticos, balanceando las potencias relativas entre portadora y bandas laterales [22, 15].

Aunque el EOM ofrece una solución compacta para generar frecuencias Raman, produce inevitablemente componentes espectrales no deseadas. Durante la etapa interferométrica se prefiere usar un único tono de radiofrecuencia y recurrir a filtrado óptico para asegurar un espectro limpio. Como se demostrará en el Capítulo 3, un filtro birrefringente (calcita + divisor de haz polarizante) permite suprimir selectivamente la portadora y órdenes altos, preservando únicamente el par Raman de interés [15, 22].

2.3. Impacto de las líneas espurias en la medición de g

Las componentes espectrales no deseadas generadas por el EOM, principalmente la portadora residual ($n = 0$) y las bandas de orden superior ($|n| \geq 2$), tienen consecuencias críticas para la precisión del gravímetro.

Cada par de componentes espectrales separadas por ω_{hf} puede excitar su propia transición Raman. Esto convierte al interferómetro atómico, diseñado para ser de dos rutas, en un sistema de múltiples rutas. Cada ruta adicional acumula una fase distinta, introduciendo un corrimiento de fase sistemático $\Delta\Phi_{\text{sys}}$ que se superpone a la fase gravitatoria $\Delta\Phi_g$. La fase total medida puede escribirse como:

$$\Delta\Phi = (k_{\text{ef}}g - \alpha) T^2 + \Delta\phi, \quad (2.5)$$

donde $\Delta\phi$ representa la contribución de las rutas no deseadas [18].

En un modelo detallado, cada par de componentes espectrales ($n+1, n$) acopla estados atómicos con una amplitud que depende de sus intensidades relativas. La interferencia coherente entre múltiples pares genera un $\Delta\phi$ que depende críticamente de parámetros experimentales como la posición del espejo retroreflector y la velocidad inicial atómica [18].

Para parámetros típicos, $\Delta\phi$ puede alcanzar decenas a centenares de miliradianes si no se controla, lo que se traduce en errores en g relevantes a escala de microGal. Incluso componentes relativamente débiles, con potencias 100 veces menores que las útiles, pueden contribuir significativamente cuando forman pares casi resonantes [18].

La corrección puramente numérica de estos efectos introduce incertidumbres adicionales, ya que $\Delta\phi$ depende de múltiples parámetros experimentales, como relaciones de potencia, desbalances de polarización, alineación, entre otros. Por ello, la estrategia más robusta es la supresión física de las componentes no deseadas antes de que la luz interactúe con los átomos.

Un filtro birrefringente (calcita + divisor de haz polarizante) convierte un retardo de fase dependiente de la frecuencia entre los ejes ordinario y extraordinario en transmisión selectiva. Como se demostrará en el Capítulo 3, la sintonización angular de este filtro permite posicionar mínimos de transmisión sobre las líneas espurias que más contribuyen a $\Delta\phi$ [15]. Esta solución reduce la coexistencia de parejas competidoras, origen de modulación espacial de la Rabi y pérdida de contraste, y establece un presupuesto de supresión que mantiene $\Delta\phi$ por debajo del nivel requerido para gravimetría de alta exactitud [15, 18].

Capítulo 3

Sintonización del filtro de calcita con la inclinación

3.1. Introducción

El desarrollo de sistemas láser para gravímetros atómicos requiere fuentes ópticas altamente estables y espectralmente definidas. Estos sistemas emplean haces con distintas frecuencias para realizar diversas funciones a lo largo de la medición, desde el enfriamiento de los átomos hasta la ejecución de la secuencia interferométrica. Para generar estas componentes a partir de una sola fuente láser, se utiliza comúnmente un modulador electro-óptico (Electro-Optic Modulator, EOM) [15, 16], que introduce una modulación de fase sobre la portadora. Este proceso da lugar a un conjunto de bandas laterales equiespaciadas en frecuencia, las cuales incluyen tanto componentes útiles como no deseadas. Sin embargo, las frecuencias no deseadas pueden introducir errores sistemáticos si no se eliminan adecuadamente [18].

Una estrategia para suprimir selectivamente estas frecuencias consiste en utilizar un filtro óptico en el cual la polarización depende de la frecuencia de la luz. Un diseño efectivo y relativamente simple de implementar se basa en un cristal birrefringente, como la calcita, seguido de un divisor de haz polarizante (Polarizing Beam Splitter, PBS)[15, 19].

Los cristales birrefringentes, como la calcita (CaCO_3), son materiales anisotrópicos ampliamente utilizados en óptica debido a su capacidad para manipular la polarización de la luz. En particular, la calcita es un cristal uniaxial negativo; uniaxial significa que posee un eje de simetría (eje óptico) y dos índices de refracción principales: el índice ordinario n_o , para la luz con polarización perpendicular al eje y el índice extraordinario n_e , para la luz con polarización paralela al eje, y el que sea negativo es porque $n_o > n_e$ [20].

En este esquema (ver Figura 3.1), la luz modulada incide perpendicularmente al eje óptico del cristal de calcita, con una polarización lineal orientada a 45° respecto a dicho eje. Esta orientación garantiza que el campo eléctrico se descomponga en dos componentes de igual amplitud: la onda ordinaria, polarizada perpendicular al eje óptico, propagándose con índice n_o y la onda extraordinaria, polarizada paralela al eje óptico, con índice n_e . Debido a la birrefringencia $\Delta n = n_e - n_o < 0$, la componente extraordinaria viaja más rápido que la ordinaria, acumulando un retardo de fase relativo

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{ef} , \quad (3.1)$$

donde L_{ef} es la distancia efectiva recorrida (que en este caso es igual a L , la longitud física del cristal) y λ es la longitud de onda, esto se debe a que en un medio con índice de

refracción n , el cambio de fase $\Delta\phi$ debido a la propagación está dado por [20]

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n L_{ef}}{\lambda} . \quad (3.2)$$

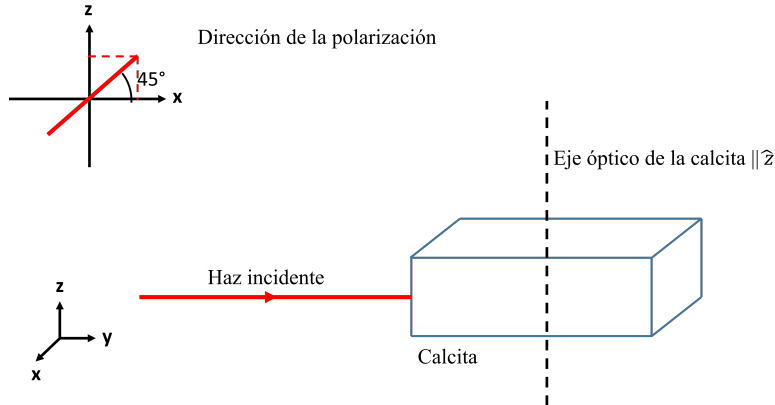


Figura 3.1: Direcciones relativas del haz, eje óptico de la calcita y polarización de la luz

Como resultado, distintas frecuencias emergen del cristal con diferentes estados de polarización. Al pasar por el PBS, este retardo se traduce en una modulación de intensidad: ciertas frecuencias se transmiten con alta eficiencia, mientras que otras son rechazadas. Así, el sistema actúa como un filtro pasabanda selectivo.

Anteriormente, la sintonización de este tipo de filtro se ha logrado mediante control térmico del cristal [17]. Al calentar o enfriar la calcita, se modifica su longitud física y, por tanto, la distancia que recorre el haz, desplazando así la respuesta del filtro. No obstante, este método presenta limitaciones prácticas importantes: requiere tiempos de estabilización de 14 minutos, y para conseguir esto, se requiere que la calcita se encuentre en un horno y con un calentador conectado a un sistema de retroalimentación. Otra propuesta fue tratar de cambiar la diferencia de índices de refracción de la calcita mediante la aplicación de un voltaje, pero no se logró apreciar cambios [25].

En este contexto, se propone una alternativa más eficiente: la sintonización angular del filtro. Al inclinar el cristal con respecto al eje del haz, cambia la distancia efectiva que este recorre en su interior (Figura 3.2). Este ajuste geométrico también altera el retardo de fase inducido entre las componentes de polarización, desplazando así la frecuencia central del filtro. A diferencia del control térmico, este método es más rápido (el tiempo de subida del piezoeléctrico vs 4 minutos de estabilización térmica) no requiere regulación activa de temperatura y puede ser fácilmente implementado mediante montajes mecánicos o actuadores piezoeléctricos en sistemas miniaturizados.

Otras soluciones propuestas en la literatura incluyen el uso de dos moduladores en serie (un modulador de fase y un modulador Mach-Zehnder) para cancelar bandas laterales mediante interferencia destructiva [26], cavidades de Fabry-Perot [27] o filtros de rejilla de Bragg en fibras (FBS, por sus siglas en inglés) [28] que suprimen frecuencias no deseadas mediante reflexiones selectivas en fibra óptica. Si bien estos métodos son efectivos, presentan limitaciones: los sistemas de modulación dual requieren sincronización precisa de fases y aumentan la complejidad, mientras que los FBS aunque compactos, carecen de sintonización dinámica. Otros enfoques, como el de Carraz et al. (2012) [18], dependen de correcciones basadas en modelos teóricos hechas a posteriori. En contraste, nuestra solución destaca por su robustez y simplicidad: al combinar la sintonización angular mediante

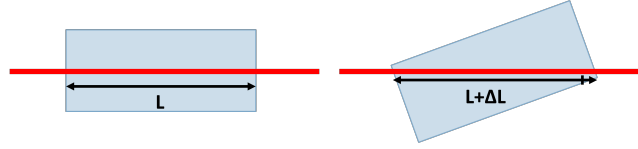


Figura 3.2: Figura ilustrativa del cambio de la distancia recorrida por el haz al inclinar el cristal de calcita. Ángulo exagerado para fines ilustrativos. El ángulo máximo utilizado en el experimento fue de 0.8° . El efecto de la separación espacial de los componentes de la polarización paralelos y perpendiculares al eje óptico, discutidos en la siguiente sección, son ignorados.

piezoeléctricos con un sistema de retroalimentación, los errores por movimientos mecánicos o derivas térmicas pueden corregirse en tiempo real sin añadir complejidad al sistema. Además, la arquitectura compacta del filtro de calcita + PBS permite su integración en plataformas portátiles, una ventaja crítica para aplicaciones como gravimetría atómica en entornos no controlados.

Este capítulo se enfoca en caracterizar experimentalmente esta propuesta. Se estudia cómo la inclinación del cristal afecta la respuesta espectral del filtro y se determina cuánta inclinación angular es necesaria para desplazar la frecuencia central del filtro en un rango libre espectral (Free Spectral Range, FSR, por sus siglas en inglés). Esta caracterización permite evaluar la viabilidad del método como una herramienta práctica para la selección espectral en sistemas láser de precisión, con miras a su integración en arquitecturas ópticas más robustas y compactas.

3.2. Fundamentos del Filtro de Calcita

3.2.1 Birrefringencia y polarización

La birrefringencia es una propiedad óptica de ciertos materiales anisótropos, como la calcita, que consiste en tener dos índices de refracción distintos dependiendo de la dirección de la polarización de la luz incidente. En el caso de un cristal uniaxial negativo como la calcita, estos índices son denominados n_o (índice ordinario) y n_e (índice extraordinario), correspondientes a las componentes del campo eléctrico ortogonales y paralelas al eje óptico del cristal, respectivamente.

Cuando un haz de luz incide paralela al eje óptico de la calcita, sus componentes de polarización siempre serán perpendiculares al eje óptico, por lo que para esa dirección el haz viajará con un índice de refracción n_o . Si el haz incide perpendicular al eje óptico (como en fig 3.1), la componente de polarización perpendicular al eje óptico viajará con un índice de refracción n_o , mientras que la paralela viajará con un índice n_e , y como en un medio con índice de refracción n , el cambio de fase debido a la propagación está dado por la ecuación (3.2) [20], se genera una diferencia de fases relativas entre los componentes de polarización dada por (3.1), que en términos de la frecuencia ν está dado por

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta n L_{ef} \nu}{c} . \quad (3.3)$$

Esta expresión muestra que, a longitud fija, el retardo varía linealmente con la frecuencia ν , lo que habilita el uso del cristal como un filtro en el dominio espectral. Este fenómeno es el principio básico de los retardadores.

Cuando el haz incide oblicuamente al eje óptico, esto es, no incide ni perpendicular ni paralelo a dicho eje, surge un efecto adicional: las componentes ordinaria (o) y extraordinaria (e) no solo acumulan un retardo de fase, sino que también se separan espacialmente [20], algo que tenemos que considerar debido a que nuestra solución implica inclinar el cristal.

Para un cristal de calcita de longitud $d = 3.28 \pm 0.01$ cm e inclinación máxima $\theta = 1 \pm 0.05^\circ$, utilizados en el presente experimento, los rayos están separados por el ángulo ρ dado por [29]

$$\tan \rho = \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2 \tan \theta - n_o^2 \cot \theta} . \quad (3.4)$$

Interpolado utilizando una ecuación de dispersión a partir de mediciones a 768 nm y 795 nm en [30], tenemos que $n_o = 1.6495$ y $n_e = 1.4822$, dando $\Delta n = -0.1673$ y $\rho \approx 0.19^\circ$, con lo que, para un cristal de 3.28 ± 0.01 cm, el desplazamiento es de 109 ± 1 μ m, que es sólo un 8 % del diámetro del haz que nos proporcionan los acopladores que usaremos (F110APC-780).

3.2.2 Dependencia espectral del estado de polarización

Cuando un haz de luz polarizado linealmente a 45° respecto al eje óptico de la calcita incide sobre el cristal (figura 3.1), su campo eléctrico inicial se descompone en componentes ordinaria y extraordinaria, representadas por el vector de Jones:

$$|\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} , \quad (3.5)$$

donde el primer elemento corresponde a la componente ordinaria (polarizada perpendicular al eje óptico) y el segundo a la extraordinaria (paralela al eje óptico).

Al propagarse por el cristal, cada una adquirirá una fase determinada por el índice de refracción; esto se puede representar mediante la matriz

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} e^{2\pi i \frac{n_o L_{ef} \nu}{c}} & 0 \\ 0 & e^{2\pi i \frac{n_e L_{ef} \nu}{c}} \end{pmatrix} = e^{2\pi i \frac{n_o L_{ef} \nu}{c}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} , \quad (3.6)$$

donde δ está dada por (3.3).

Entonces, a la salida del cristal, el estado de polarización del haz se puede describir como

$$|\Psi_1\rangle = \frac{e^{2\pi i \frac{n_o L_{ef} \nu}{c}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\delta} \end{pmatrix} = \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\delta} \end{pmatrix} . \quad (3.7)$$

Como δ es una función de ν , vemos que la polarización de salida es función de la frecuencia, lo que realiza filtrado espectral a partir de un PBS.

Podemos ver que hay unos casos especiales. Cuando δ es un múltiplo entero de 2π , tenemos que la polarización vuelve a ser lineal a 45°

$$|\langle \Psi_1 | \Psi_0 \rangle|^2 = \left| \frac{e^{-i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix} \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{2m\pi i} \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{1}{4} \left| \begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{1}{4} |1 + 1|^2 = 1 , \quad (3.8)$$

con $m \in \mathbb{Z}$, mientras que si δ es un múltiplo impar de π tenemos polarización lineal a 135° , esto es, tenemos un estado ortogonal:

$$|\langle \Psi_1 | \Psi_0 \rangle|^2 = \left| \frac{e^{-i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix} \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{k\pi i} \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{1}{4} \left| \begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{1}{4} |1 - 1|^2 = 0, \quad (3.9)$$

con k un entero impar. Notamos también que si δ es un múltiplo impar de $\frac{\pi}{2}$ tenemos polarización circular a la salida ($|\Psi_1\rangle = \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}$).

Ahora, la sensibilidad de este cambio de polarización con respecto a la frecuencia depende no solo de la birrefringencia Δn , sino también de la longitud efectiva que recorre el haz L_{ef} (3.3). De manera intuitiva, cuanta más distancia viajen por el medio las componentes ordinaria y extraordinaria, más grande será su desfase acumulado y más rápidamente rotará la polarización con la frecuencia. Por esta razón, tanto el grosor del cristal como el ángulo de incidencia del haz afectan el comportamiento espectral del sistema.

3.2.3 Conversión de rotación de polarización en filtrado espectral

Para convertir este cambio de polarización en un filtro, se utiliza un divisor de haz polarizante (PBS) a la salida del cristal. La forma en que se realiza es la siguiente:

La luz que incide sobre el cristal de calcita pasa anteriormente por un PBS, que separa la polarización incidente en paralela y perpendicular a la mesa óptica donde se hizo el experimento, luego se coloca el cristal de calcita y a la salida de este otro PBS, de tal manera que, sin cristal, el segundo PBS refleje toda la intensidad proveniente del primero hacia el detector. Es el cristal de calcita el que se coloca con su eje óptico a una orientación a 45° respecto a la polarización incidente, para obtener el conjunto de direcciones de la figura 3.1.

Como el segundo PBS se colocó de tal manera que sin cristal, la luz que manda al detector es la totalidad que le llega, en el formalismo de los vectores de Jones, este actúa como un proyector al estado de polarización inicial, por lo que el fotodetector mide una intensidad proporcional a $|\langle \Psi_0 | \Psi_1 \rangle|^2$, con $|\Psi_0\rangle$ y $|\Psi_1\rangle$ dados por las ecuaciones (3.5) y (3.7), respectivamente.

Entonces, como la polarización de la luz emergente varía con la frecuencia, también lo hace la intensidad transmitida por el PBS. De esta manera, la intensidad detectada tras el PBS se vuelve una función oscilatoria de la frecuencia, con máximos y mínimos periódicos separados por un intervalo conocido como el rango libre espectral (Free Spectral Range, FSR) como podemos ver abajo

$$\begin{aligned} |\langle \Psi_1 | \Psi_0 \rangle|^2 &= \left| \frac{e^{-i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \end{pmatrix} \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\delta} \end{pmatrix} \right|^2 = \frac{1}{4} |1 + e^{i\delta}|^2 = \frac{1}{4} (1 + e^{i\delta})(1 + e^{-i\delta}) \\ \Rightarrow |\langle \Psi_1 | \Psi_0 \rangle|^2 &= \frac{1}{4} (2 + e^{i\delta} + e^{-i\delta}) = \frac{2 + 2 \cos \delta}{4} = \frac{1 + \cos \delta}{2} = \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \end{aligned} \quad (3.10)$$

con δ dada por (3.3).

El conjunto calcita + PBS funciona así como un filtro interferométrico dependiente de polarización, que convierte la variación espectral en variación de intensidad, habilitando la atenuación selectiva de frecuencias no deseadas. Su comportamiento es conceptualmente similar al de un interferómetro de Mach-Zehnder, pero operando en el espacio de polarización.

Tras el PBS la intensidad medida S está dada por

$$\frac{S}{S_0} = \cos^2\left(\pi \frac{\Delta n L_{ef} \nu}{c}\right), \quad (3.11)$$

donde S_0 es la intensidad máxima.

3.2.4 Mecanismo de sintonización angular

El parámetro controlable en este sistema es la longitud efectiva L_{ef} , que se puede ajustar de dos maneras: térmicamente o mediante inclinación angular del cristal. Mientras que la expansión térmica modifica L_{ef} por cambios físicos en la dimensión del cristal o cambios en los índices de refracción con la temperatura, la inclinación lo hace alterando el ángulo de entrada del haz, lo que incrementa o reduce la distancia que la luz recorre dentro del cristal (fig. 3.2).

Geométricamente, si se inclina el cristal un ángulo θ respecto al eje del haz, la longitud efectiva L_{ef} cambia como:

$$L_{ef} = \frac{L}{\cos\theta}, \quad (3.12)$$

donde L es la longitud física del cristal en la dirección del haz. Esta variación angular permite desplazar la respuesta espectral del filtro sin necesidad de alterar la temperatura, lo cual ofrece ventajas significativas en rapidez y robustez, como se menciona en la sección 3.1.

3.3. Montaje experimental

Para caracterizar experimentalmente la sintonización angular de un filtro basado en un cristal birrefringente de calcita, se implementó el montaje óptico que se muestra en la figura 3.3. El objetivo fue medir la sensibilidad espectral del sistema ante pequeños cambios en el ángulo de incidencia del haz sobre el cristal.

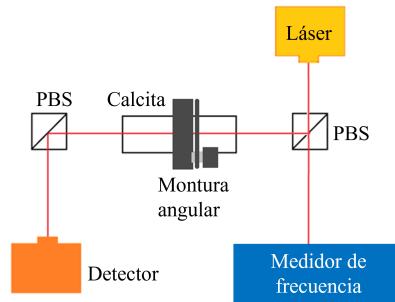


Figura 3.3: Diagrama del montaje experimental

El experimento se realizó con luz láser de longitud de onda de $\lambda = 780$ nm, correspondiente a la transición del rubidio, típica en aplicaciones de gravimetría atómica. El haz se preparó con una polarización lineal a 45° respecto al eje óptico del cristal de calcita, de modo que sus componentes ordinaria y extraordinaria tuvieran igual amplitud a la entrada.

El montaje consiste en dividir el haz láser en dos caminos mediante un divisor de haz polarizante (PBS). La parte transmitida se envía a un medidor de frecuencia (Wavemeter WA-1100), lo que permite conocer con precisión la frecuencia óptica del láser en todo momento. La otra parte atraviesa el cristal de calcita que tiene una birefringencia de

$\Delta n = 0.1673$ [19] y se encuentra montado sobre una montura angular mecánica con ajuste fino (KC1T Thorlabs). Esta montura permite variar la inclinación del cristal con una precisión de 0.4° por vuelta de tornillo, modificando así la longitud efectiva que recorre la luz en su interior. El cristal utilizado tiene una longitud física de 32.8 ± 0.1 mm, lo que da lugar a retardos de fase significativos incluso para pequeñas inclinaciones.

A la salida de la calcita, el haz pasa por un divisor de haz polarizante (PBS), que separa las componentes a 45° y a -45° respecto al eje óptico de la calcita. La salida reflejada se dirige a un fotodetector PDA36A2, que mide la intensidad óptica. El retardo inducido por la calcita depende tanto de la frecuencia como del ángulo de incidencia, el patrón de intensidad a la salida del PBS varía con ambos parámetros (ecuación (3.11)). Este comportamiento es la base del filtrado espectral.

El procedimiento experimental consistió en los siguientes pasos:

- Se mueve la frecuencia del láser hasta encontrar el punto medio entre un máximo y un mínimo de intensidad a la salida del PBS, es decir, el punto de pendiente máxima en la curva espectral del filtro. Esto se toma como frecuencia de referencia ν_0 .
- A continuación, se giró el tornillo del soporte angular para inclinar el cristal $0.10^\circ \pm 0.05^\circ$. Lo que modifica la intensidad medida.
- Tras cada ajuste angular, se mueve nuevamente la frecuencia del láser para encontrar la nueva frecuencia ν_1 que reproduce la misma intensidad detectada en ν_0 antes del ajuste angular. El desplazamiento $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ se asocia directamente con el cambio angular introducido.
- Se vuelve a girar otra vez el tornillo para inclinar el cristal $0.20^\circ \pm 0.05^\circ$.
- Estos últimos 2 pasos se repiten hasta tener una inclinación total de 0.8° , generando así una curva de desplazamiento espectral frente a cambio angular (figura 3.5).

La estabilidad mecánica de la montura permitió realizar mediciones reproducibles en incrementos angulares pequeños, lo que fue esencial para estimar con precisión la sensibilidad espectral del filtro en función de la inclinación.

3.4. Resultados

Los datos obtenidos mediante el procedimiento descrito en la sección anterior permitieron construir una curva que relaciona el cambio en la frecuencia del filtro con la inclinación angular del cristal de calcita (figura 3.5). En particular, se registró el cambio de frecuencia necesario para mantener constante la intensidad a la salida del PBS tras cada ajuste angular, y se expresó este cambio en GHz.

Esto nos ayuda a responder cuánta inclinación requerimos para podernos desplazar un Rango Libre Espectral, para esto lo calculamos. El medidor de frecuencia, inicialmente nos devuelve un valor de $\nu_0 = 384,737.4 \pm 0.3$ GHz, que a partir de la ecuación (3.3) nos da que el cambio de fase para ese valor de la frecuencia será $\delta_0 = (1,348,090.2 \pm 1.1) \cdot L_{ef} / m$. Para obtener el rango libre espectral para esa frecuencia (correspondiente a una longitud de onda de 779.75 nm), tenemos que calcular la frecuencia que nos da un cambio de fase δ_1 igual al anterior más 2π , esto es $\delta_1 = \delta_0 + 2\pi$,

$$\Rightarrow \delta_1 - \delta_0 = 2\pi = \frac{2\pi\Delta n L_{ef}(\nu_1 - \nu_0)}{c} \quad (3.13)$$

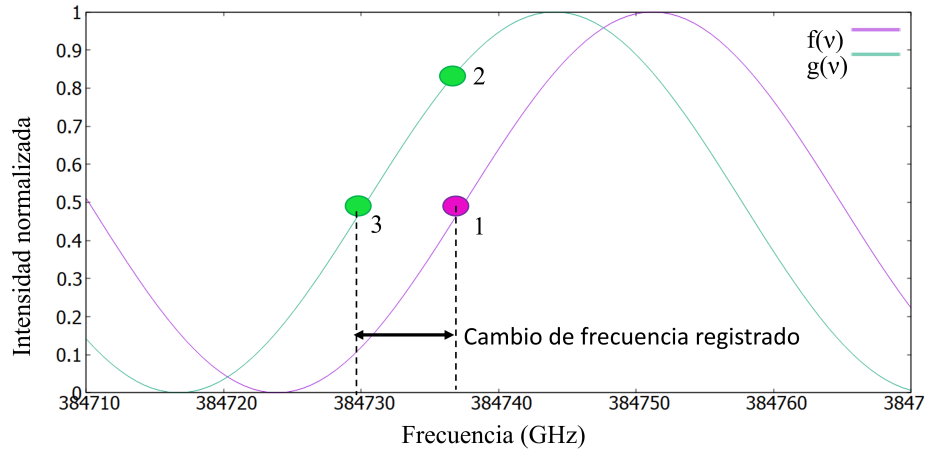


Figura 3.4: Intensidad normalizada predicha a la salida del filtro en función de la frecuencia para un cristal inclinado 0.56° respecto al haz $f(\nu)$ y 0.66° $g(\nu)$. Cada punto corresponde a un dato de intensidad (son datos ilustrativos), el punto 1 corresponde al punto medio de intensidad para una frecuencia dada, el punto 2 corresponde al dato a la misma frecuencia tras inclinar el cristal 0.1° y el punto 3 corresponde en el dato tras modificar la frecuencia para obtener la misma intensidad del punto 1. La diferencia de frecuencias entre 3 y 1 es registrada.

$$\Rightarrow \nu_1 - \nu_0 = \frac{c}{\Delta n L_{ef}} = -54.67 \pm 0.17 \text{ GHz} , \quad (3.14)$$

con lo que obtenemos que el rango libre espectral es de 54.67 ± 0.17 GHz.

El cambio de la frecuencia de filtrado con la inclinación de la calcita en unidades de FSR se encuentra en el eje horizontal superior de la figura 3.5 y como se puede observar, la relación entre la inclinación angular del cristal y el desplazamiento espectral es aproximadamente lineal en el intervalo de medición. **Para desplazar el filtro un FSR, se requiere una inclinación de $(1.064 \pm 0.055)^\circ$.**

La calcita se encuentra empaquetada en un cilindro de 40.0 ± 0.1 mm, por lo que para conseguir la inclinación deseada se puede partir de la siguiente manera: Poner un piezoeléctrico en uno de sus extremos (figura 3.6 a)), que requeriría desplazarse $743 \pm 40 \mu\text{m}$, o ponerlo a la mitad (figura 3.6 b)), lo que requeriría sólo un desplazamiento de $372 \pm 21 \mu\text{m}$, lo que es realizable con piezoeléctricos comerciales, como el actuador PK2FVF1, que tiene un desplazamiento máximo de $420 \mu\text{m}$.

Por último, revisaremos si estos resultados son consistentes con predicciones teóricas.

A partir de la ecuación (3.3) tenemos que el cambio de frecuencia del filtro $\Delta\nu$ en función de la inclinación está dado por

$$\Delta\nu = \nu_0 \left(\frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_0}{\cos \theta_0} \right) , \quad (3.15)$$

donde θ_0 es el ángulo inicial y θ_1 el ángulo final. Vemos que hay una dependencia clara del ángulo inicial, y para ángulos pequeños

$$\Delta\nu \approx \frac{\nu_0(\theta_0^2 - \theta_1^2)}{2(1 - \frac{\theta_0^2}{2})} , \quad (3.16)$$

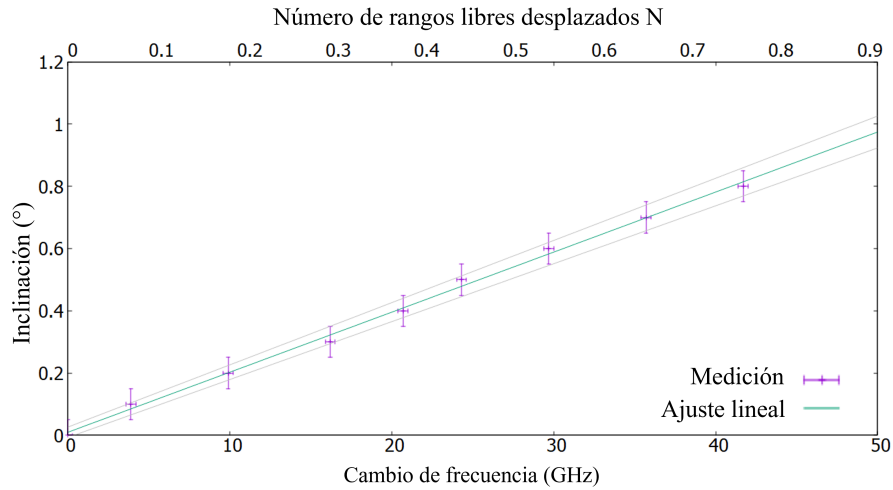


Figura 3.5: Inclinación necesaria para desplazar el filtro en frecuencia o número de rangos libres espectrales. En términos de la frecuencia, el ajuste lineal $\theta(\nu) = a \cdot \nu + b$ está dado por los parámetros $a = (1.930 \pm 0.069) \times 10^{-2} \text{ }^\circ/\text{GHz}$ y $b = (0.949 \pm 1.668) \times 10^{-2} \text{ }^\circ$. Las líneas grises corresponden a los límites superior e inferior del ajuste lineal tomando a partir de la incertidumbre en los parámetros.

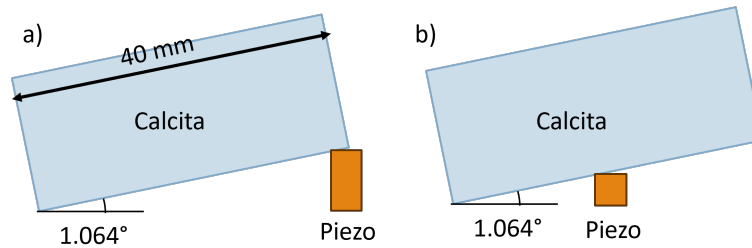


Figura 3.6: Inclinación necesaria para desplazar el filtro un cierto número de FSR.

notamos que la relación no es lineal, sino cuadrática. Entonces, ¿por qué en el experimento aparenta un comportamiento lineal? La explicación de esta aparente discrepancia en la forma se puede obtener si se explora el comportamiento del desplazamiento angular necesario para obtener un cambio en la frecuencia del filtro para diferentes inclinaciones iniciales, como se observa en la figura 3.7.

Notamos que conforme se incrementa el ángulo inicial, la predicción teórica se ajusta más a una función lineal, incluso para ángulos pequeños, como lo puede ser 0.5° . Como no existió ningún protocolo para medir la inclinación inicial de la calcita, salvo observación directa, es razonable pensar que no se encontrara exactamente alineada con el haz, lo que explica que los datos se ajustaran a una función lineal. Sin embargo, podemos notar que conforme se incrementa el ángulo inicial, además de que la predicción toma una forma más similar a una función lineal, su pendiente se reduce, alejándola de los datos medidos y el ajuste lineal hecho a partir de estos, llevando a una discrepancia en la pendiente entre lo esperado y lo medido por un factor de 2. Una de las primeras hipótesis que se planteó es que algún parámetro, como fuese la longitud del cristal o el valor de la birrefringencia estuvieran mal medidos, afectando el valor de ν_0 , sin embargo, de la ecuación (3.3), observamos que la relación entre ν_0 y los parámetros planteados es una proporcionalidad inversa, por lo que requeriría que cuando mínimo una de las cantidades descritas estuviera mal medida

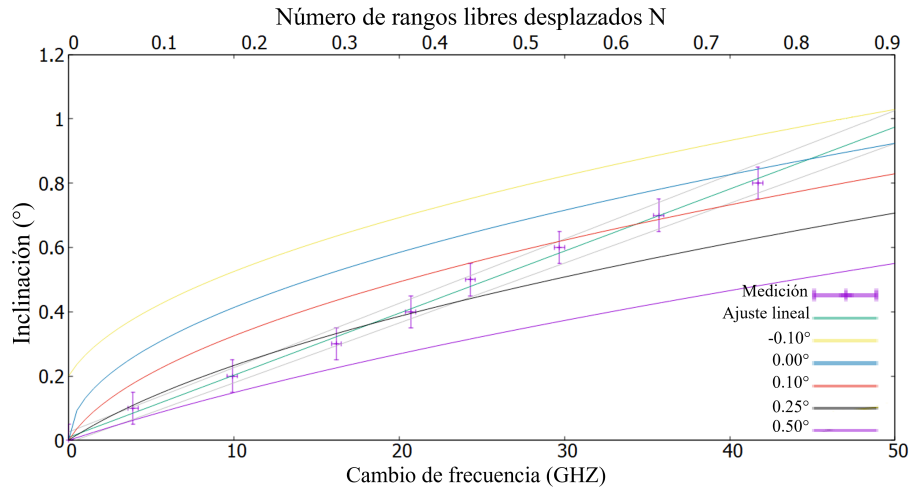


Figura 3.7: Inclinación necesaria para desplazar el filtro en frecuencia o número de rangos libres espectrales. Predicción teórica para diferentes inclinaciones iniciales, medición y ajuste lineal originales (figura 3.5).

por un factor de $1/\sqrt{2}$. Sin embargo, esto puede descartarse: en nuestro caso la longitud del cristal fue medida con una barra de error de apenas 0.1 mm, por lo que alcanzar un error del orden de 1 cm, como exigiría esta hipótesis, resulta imposible con la precisión de los instrumentos utilizados. Por otro lado, el valor de la birrefringencia no fue medido directamente, sino tomado de caracterizaciones previas reportadas en la literatura para la calcita en las frecuencias de interés [19], lo que hace muy poco probable que el origen de la discrepancia esté en un error experimental de nuestra parte, sino más bien se debe más bien a limitaciones o aproximaciones del modelo teórico empleado.

Sin embargo, a partir de los resultados obtenidos en el experimento, concluimos que la sintonización angular del filtro de calcita supera las limitaciones de métodos tradicionales como el control térmico. Experimentalmente, se comprobó que inclinaciones de alrededor de 1° permiten desplazamientos de un FSR, con una precisión reproducible y sin introducir separación espacial significativa entre componentes de polarización que dificultaría el acoplamiento de la señal a fibras ópticas. Esta solución destaca por su simplicidad y robustez, lo que la hace compatible con arquitecturas compactas, ventajas críticas para aplicaciones en gravimetría atómica donde la portabilidad y estabilidad son prioritarias.

Capítulo 4

Tolerancia angular de los acopladores de fibra

4.1. Introducción

En el sistema láser que se está desarrollando para el gravímetro atómico, uno de los principales retos ha sido la miniaturización de la óptica. En esa dirección, parte esencial de la arquitectura del sistema es el uso extensivo de fibras ópticas para el transporte de luz entre módulos. Las fibras ópticas permiten una manipulación más compacta y robusta del sistema, pero presentan un desafío cuando se requiere manipular la luz fuera de la fibra, como en las etapas de amplificación y obturación.

En estos casos, la luz debe ser extraída temporalmente mediante acopladores de fibra, que se encargan de colimar el haz saliente a un diámetro específico. Una vez manipulada, la luz se reacopla mediante otro acoplador. En este trabajo se utilizaron acopladores modelo F110APC-780 (Thorlabs), diseñados para fibras monomodo de 780 nm, con un diámetro de haz colimado ($1/e^2$) de 1.36 mm. Su funcionamiento óptimo requiere una alineación precisa tanto en posición como en ángulo.

Uno de los retos asociados con estos dispositivos es su sensibilidad a la alineación angular. Dado que los componentes ópticos intermedios entre los acopladores pueden tener un peso no despreciable, una placa demasiado delgada puede deformarse bajo su peso, induciendo pequeños cambios en el ángulo de inclinación de los acopladores como se puede observar en la figura 4.1 [31]. Esto puede reducir la eficiencia de reacoplamiento, afectando la potencia transmitida por el sistema.

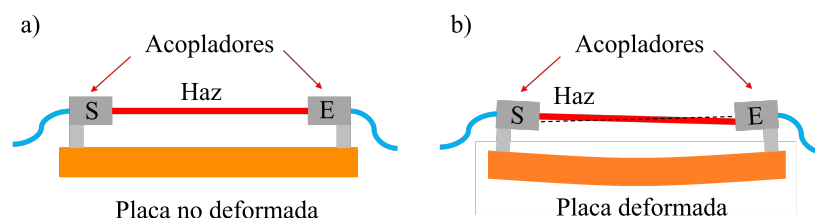


Figura 4.1: Representación de cómo afecta la deformación de una placa a la trayectoria de la luz que sale de un acoplador S, y entra a un acoplador E para a) una placa no deformada y b) una placa deformada. La línea punteada en b) muestra la trayectoria ideal del haz para ser acoplada por E. Ángulos y deformaciones exagerados con fines ilustrativos.

Por lo tanto, antes de definir el diseño final de la placa portadora, se planteó la siguiente pregunta: ¿Qué tan sensibles son los acopladores de fibra a desviaciones angulares, y qué grosor mínimo debe tener la placa para evitar pérdidas ópticas significativas? Para responder a esto, se diseñó un experimento enfocado en medir la tolerancia angular de los acopladores, es decir, el ángulo máximo que puede tener uno de ellos (respecto al otro) antes de que la potencia acoplada caiga un 5 %. Esta tolerancia fue medida a diferentes distancias entre los acopladores.

Esta caracterización nos permitió determinar la máxima inclinación admisible sin comprometer significativamente la potencia óptica transmitida, y a partir de ello, calcular el grosor mínimo requerido para la placa donde se montarán los componentes, asumiendo una distribución de peso uniforme y una placa de aluminio. Esta estimación es fundamental para garantizar un diseño compacto, robusto y tolerante a variaciones mecánicas.

4.2. Montaje experimental

La caracterización que se busca tener de los acopladores es cómo varía la potencia acoplada en función de inclinaciones angulares relativas entre 2 colimadores con el objetivo final de determinar el ángulo máximo admisible, relativo entre ambos, que mantiene una potencia óptica acoplada por encima del 95 % de su valor máximo para diferentes distancias entre los acopladores. Esto con el fin de determinar cuál es la tolerancia angular de los distintos módulos del sistema láser dependiendo de su tamaño y, por lo tanto, cuál debe ser el grosor de dichas placas.

El experimento se realizó utilizando dos acopladores modelo F110APC-780 de Thorlabs, acoplados a fibras monomodo para 780 nm. Uno de los acopladores se montó en una montura KM100 de Thorlabs, que permite ajustes angulares finos mediante una perilla con una resolución de 0.5° por vuelta. Este modelo de montura incluye una marca de referencia en la perilla, lo que permite realizar seguimiento visual de su rotación. El segundo colimador se mantuvo fijo en otra montura KM100 y conectado mediante fibra a un medidor de potencia óptica (PM100A, de Thorlabs), como puede observarse en la figura 4.2.

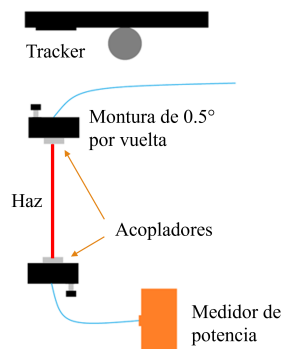


Figura 4.2: Diagrama del montaje experimental. Para hacer el seguimiento de la rotación de la perilla se utilizó la cámara de video de un celular de 8 MP.

La caracterización se hizo para diferentes separaciones entre los acopladores, las cuales fueron: 10 cm, 20 cm, 30 cm, 40 cm, 100 cm, 200 cm, 300 cm y 400 cm. Para cada una de estas distancias, se siguieron los siguientes pasos:

- Se colocaron los colimadores enfrentados a la distancia deseada y se ajustó la orientación angular de la montura móvil para maximizar la potencia óptica medida, es decir, obtener el mejor acoplamiento posible.
- Una vez alcanzado el valor máximo, se inició una grabación en video del tornillo micrométrico, y se marcó en voz alta "Posición 1".
- Se registró el valor de potencia correspondiente.
- Se giró ligeramente la perilla de la montura en una dirección.
- Se marcó en voz alta "Posición 2", y se repitió el registro de potencia.
- Este proceso se continuó con múltiples posiciones, cubriendo un intervalo angular en ambas direcciones a partir del máximo.
- Se repitió el mismo procedimiento tres veces por cada distancia.
- Una vez obtenidos los videos, se analizaron cuadro por cuadro utilizando el software ImageJ, midiendo el ángulo de la marca de la perilla con respecto a la horizontal de la mesa óptica para cada posición marcada por voz, como se puede observar en la figura 4.3. De esta manera se obtuvo una tabla de datos ángulo de la perilla vs potencia medida.

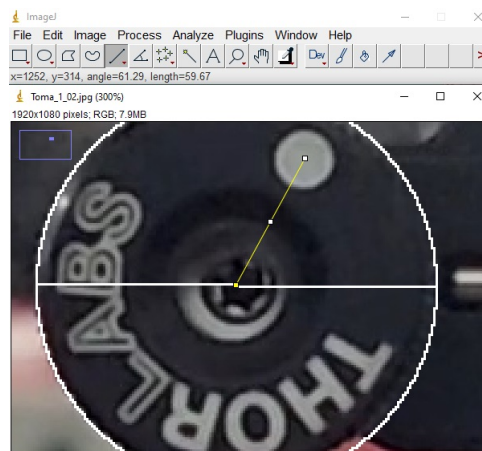


Figura 4.3: Ejemplo del protocolo para obtener el ángulo de la perilla de la montura en ImageJ. Se ubica el centro de la perilla y a partir de ahí se traza una recta hacia al centro de su marca. La aplicación devuelve el ángulo de dicha recta respecto a la horizontal de la imagen. La horizontal es la misma para todas las tomas debido a que el celular usado como tracker (sistema de seguimiento) es fijado a la mesa.

Cada conjunto de datos fue ajustado a una gaussiana (figura 4.4) en función del ángulo de la perilla. Se consideró como métrica de tolerancia angular la diferencia entre el ángulo que da el máximo de potencia y el ángulo necesario para producir una caída del 5 % de la potencia respecto al valor máximo, lo que corresponde a 0.32 veces la desviación estándar σ de la gaussiana.

Posteriormente, los anchos angulares obtenidos fueron convertidos a inclinación efectiva del acoplador, tomando en cuenta la relación mecánica entre la rotación del tornillo y el cambio de ángulo del montaje. Dado que la KM100 tiene una resolución angular conocida

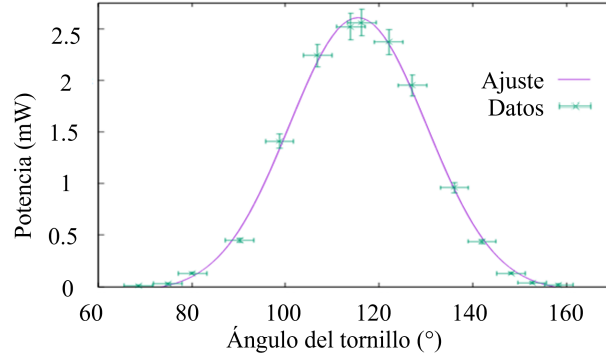


Figura 4.4: Potencia óptica medida como función del ángulo de la perilla para una distancia de 30 cm entre los acopladores. La curva morada es el ajuste gaussiano a los datos.

de 0.5° por vuelta, esta conversión es directa una vez medido el cambio angular de la perilla, por ejemplo, si la σ de alguna gaussiana en términos de la inclinación de la perilla fuese de $14.17 \pm 1^\circ$, en términos de la inclinación del acoplador sería de

$$\sigma_{\text{acoplador}} = 0.5^\circ \frac{14.17 \pm 1}{360} = (1.97 \pm 0.14)^\circ \times 10^{-2}, \quad (4.1)$$

lo que nos da que la tolerancia angular ϕ de

$$\phi = 0.32 \cdot (1.97 \pm 0.14)^\circ \times 10^{-2} = (6.30 \pm 0.45)^\circ \times 10^{-3}. \quad (4.2)$$

Finalmente, se tabularon los valores de tolerancia angular (correspondientes a una pérdida del 5%) como función de la distancia entre colimadores. Estos datos fueron luego comparados con una predicción teórica (ver el capítulo 8) en la figura 4.5 basada en el solapamiento de haces gaussianos con diferentes ángulos de incidencia.

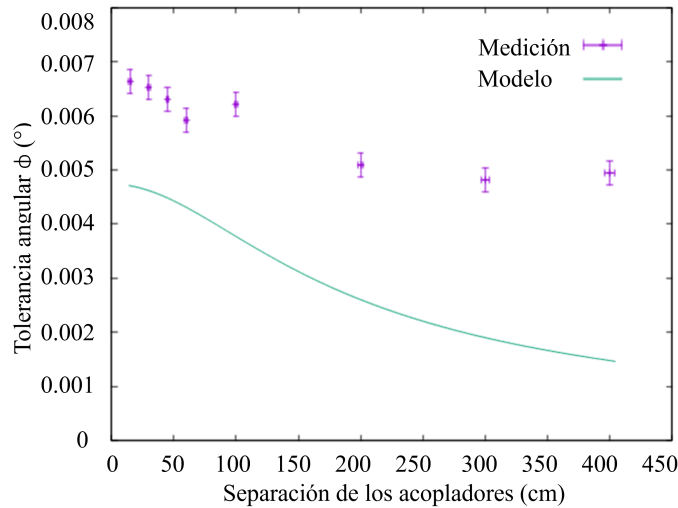


Figura 4.5: Tolerancia angular ϕ en función de la separación entre los acopladores. La curva verde representa la función ϕ (8.26) obtenida en el apéndice (Capítulo 8).

Este procedimiento experimental permitió establecer cuantitativamente la sensibilidad de los acopladores a inclinaciones relativas, información crucial para estimar los requisitos mecánicos del sistema, como se analiza en la siguiente sección.

4.3. Resultados

La figura 4.5 muestra la tolerancia angular medida ϕ (ángulo máximo que mantiene $\geq 95\%$ de potencia acoplada) en función de la distancia entre acopladores. Los datos experimentales no se ajustan a la predicción teórica; sin embargo, para distancias cortas como las que se manejarán (~ 10 cm), tienen la misma forma, salvo un factor de escala o un desplazamiento vertical. Para distancias superiores a la longitud de Rayleigh $z_R \approx 1.8624$ m el comportamiento es notablemente distinto; el modelo predice una tolerancia angular que se sigue reduciendo con la distancia, mientras que los resultados experimentales apuntan a un estancamiento.

Para una distancia de entre 10 cm y 15 cm, que es aproximadamente la longitud máxima de las placas, uno puede observar de los datos experimentales que la tolerancia angular es de entre 0.006° y 0.007° . Con esto se procede a obtener el grosor mínimo de las placas utilizadas en el sistema láser, pero antes se discutirá el modelo teórico, por qué tiene esa forma y cómo se relaciona con los diferentes parámetros del sistema y cómo se conecta con nuestra medición.

En el apéndice obtuvimos que la tolerancia angular ϕ está dada por

$$\phi = \frac{180}{\pi} \sqrt{\frac{-\ln(0.95)}{\frac{z^2}{w^2} + \frac{k^2 w^2}{4}}}^\circ, \quad (4.3)$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, siendo λ la longitud de onda, y w es la cintura del haz (radio para el que la potencia decae a $1/e^2$ de la región de máxima potencia del haz) y es una función de z , particularmente dada por

$$w = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}, \quad (4.4)$$

donde z_R es la longitud de Rayleigh y w_0 es el radio ($1/e^2$) del haz justo cuando sale del acoplador F110APC-780 según sus especificaciones.

Notamos en (4.3) que en el denominador de la raíz hay 2 términos, los cuales procederemos a analizar y comparar. El primero de ellos, al que llamaremos u_1 tiene que ver con el desplazamiento del centro del haz respecto al que produce el máximo acoplamiento y el segundo u_2 tiene que ver con la inclinación pura del haz, esto es, que tiene una dirección de propagación diferente, esto lo podemos observar en el apéndice (Capítulo 8), donde se obtuvo la predicción teórica a partir de calcular el solapamiento de un haz gaussiano que produce máximo acoplamiento para una distancia dada con un haz gaussiano inclinado un cierto ángulo θ , particularmente si notamos el origen de ambos términos en la ecuación (8.21), donde observamos que el primero de los términos que estamos discutiendo ($u_1 = \frac{z^2}{w^2}$), proviene de un factor en (8.21) que tiene el término $z \tan \theta$, lo que indica explícitamente el desplazamiento del centro del haz, mientras que el segundo término ($u_2 = \frac{k^2 w^2}{4}$), viene de una integral donde se introduce la diferente dirección de propagación.

Ahora, comparemos esos términos entre sí para obtener cuál es el término dominante y observar sus comportamientos, particularmente en 2 regiones: $z \ll z_R$ que es nuestra región de interés, y la región $z_R > z$, donde los comportamientos del modelo y de la medición son notablemente distintos. Para esto, graficamos ambos términos en la figura 4.6.

Notamos que en todo el rango que trabajamos, el segundo término es el dominante, y por lo tanto, es el que determina principalmente la tolerancia angular según el modelo. En particular, centrémonos en los 2 rangos a discutir.

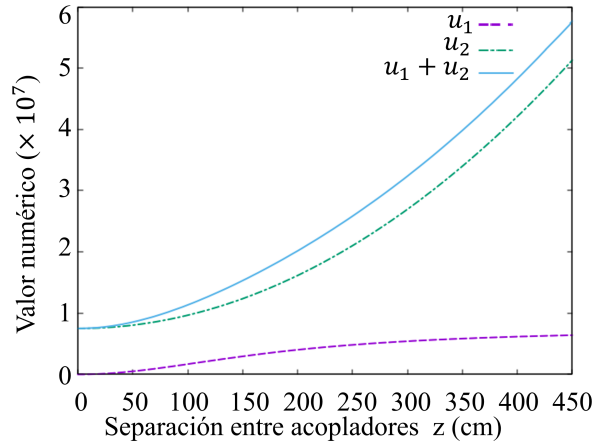


Figura 4.6: Términos del denominador de la raíz cuadrada de la ecuación (4.3), ambos $u_1 = \frac{z^2}{w^2}$ y $u_2 = \frac{k^2 w^2}{4}$ son números puros.

La primera región a estudiar es $z \ll z_R$, que es nuestro rango de interés, ya que las placas a utilizar tienen una longitud de ~ 10 cm, mientras que $z_R \approx 1.86$ m, en este rango $w \approx w_0$, por lo que $u_1 \approx \frac{z^2}{w_0^2}$ y $u_2 \approx \frac{k^2 w_0^2}{4} = \text{constante}$, más aún vemos de la gráfica 4.6 que para esos valores de z $u_2 \gg u_1$, por lo que el comportamiento del total del dominador de (4.3) $u_1 + u_2 \approx \text{constante}$ para $z \ll z_R$. Esta es la región donde el comportamiento del modelo y de la medición se parecen más. Luego pasamos a una región donde $z \sim z_R$, es la región en la que u_1 adquiere su mayor importancia relativa dentro de la suma, aunque u_2 continúa siendo el término dominante y tanto la medición como el modelo se caracterizan por una caída de ϕ con z . Finalmente, en la región $z > z_R$, el comportamiento de la medición y el modelo es notablemente distinto; mientras que en la medición se estanca en un valor, en el modelo sigue decayendo, en particular este comportamiento de decaimiento se debe a lo siguiente: mientras que el término u_1 parece estancarse, u_2 no lo hace, y esto se debe a que cuando $z \gg z_R$, $w \propto z$, por lo que $u_1 = \frac{z^2}{w^2} \approx \text{constante}$, sin embargo $u_2 = \frac{k^2 w^2}{4} \propto z^2$, esto produce que la tolerancia angular decaiga continuamente incluso tras $z > z_R$ en el modelo.

Este análisis nos muestra la importancia de w_0 como parámetro, por lo que ahora nos preguntamos, cómo cambia la tolerancia con w_0 , para esto, graficamos ϕ para diferentes valores de w_0 con la distancia en la figura 4.7.

En la figura 4.7 notamos que aunque para distancias grandes ($z \sim z_R$), conforme la cintura es más pequeña, la tolerancia angular decrece. Sin embargo, para $z \ll z_R$ que es nuestro rango de interés, es todo lo contrario, una cintura más pequeña produce una tolerancia mayor, por lo que conviene más utilizar acopladores que produzcan haces más pequeños si se quiere maximizar el acoplamiento para las distancias que se utilizarán en este sistema láser.

Para los acopladores que utilizamos y a partir de las mediciones que realizamos, procedemos a obtener el grosor necesario para las placas que se usarán para soportar los diferentes componentes del sistema láser. La placa base se modela como una viga de $L = 10$ cm de longitud apoyada en ambos extremos y de sección transversal cuadrada (figura 4.8), sometida a una carga uniforme, producida por una masa distribuida homogéneamente sobre toda la viga y que no supera los 500 g como caso pesimista, por lo que la carga

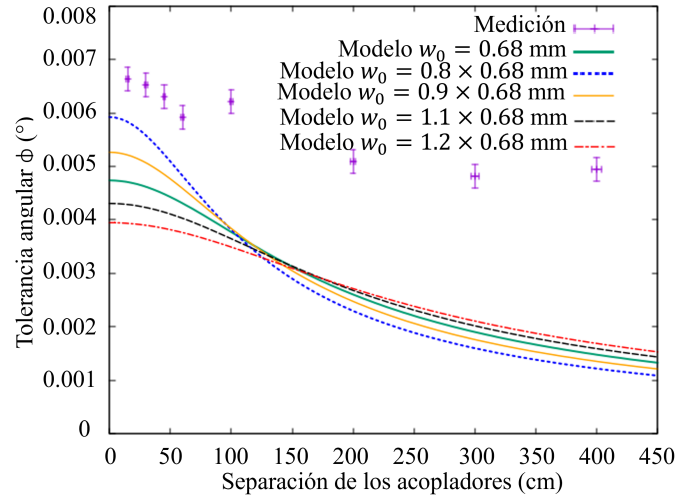


Figura 4.7: Tolerancia angular ϕ para diferentes valores de w_0 , se muestra también la medición original en morado.

máxima W será

$$W = \frac{F}{l} = \frac{(9.8 \text{ m/s}^2)(0.5 \text{ kg})}{0.1 \text{ m}} = 49 \text{ N/m} . \quad (4.5)$$

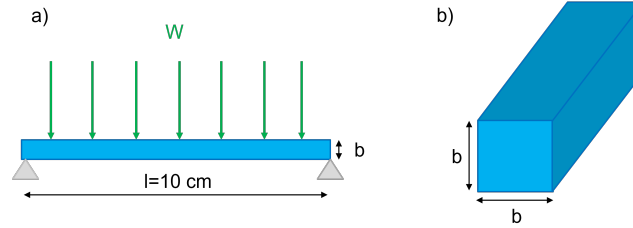


Figura 4.8: Modelo de la placa como una viga de sección transversal cuadrada apoyada en ambos extremos. a) Vista frontal. b) Sección transversal.

Ahora, la pendiente máxima α que se produce por la deformación que genera la carga, se produce en los extremos de la placa [31], y está dada por

$$\alpha = \frac{Wl^3}{24EI} , \quad (4.6)$$

donde l es la longitud de la viga, W la carga, E el módulo de Young e I es el momento de inercia, que para el caso propuesto en la figura 4.8 es

$$I = \frac{b^4}{12} , \quad (4.7)$$

por lo que α está dado por

$$\alpha = \frac{Wl^3}{2Eb^4} , \quad (4.8)$$

que para una viga de aluminio con $E = 7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$, nos da que

$$\alpha = 3.5 \times 10^{-13} \frac{\text{m}^4}{b^4} , \quad (4.9)$$

entonces, el ángulo de inclinación máximo producido por la carga estará dado por

$$\Theta = \arctan(\alpha) = \arctan(3.5 \times 10^{-13} \frac{\text{m}^4}{b^4}) , \quad (4.10)$$

que se muestra, junto a la tolerancia angular ϕ (caída de un 5 %) y el ángulo ϕ_{20} que produce una caída de 20 % de la potencia de la gaussiana en la figura 4.9.

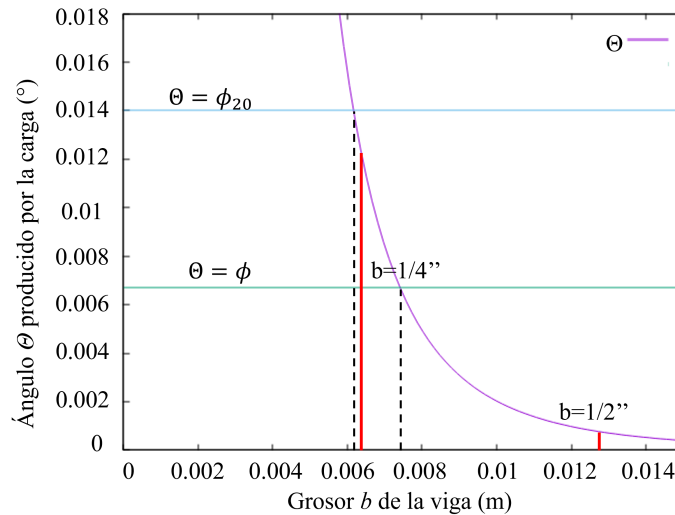


Figura 4.9: Ángulo de inclinación máximo producido por la carga uniforme en función del grosor de la viga y tolerancias angulares ϕ y ϕ_{20} . Las líneas rojas muestran un grosor de 1/4 y 1/2 de pulgada.

Notamos que para este caso pesimista con una carga producida por 0.5 kg, y una sección transversal cuadrada (es pesimista porque se utilizará una placa, no una viga), se requiere un grosor de 7.4 mm para ϕ y uno de 6.15 mm para ϕ_{20} , por lo que una placa de grosor de 1/2" excede generosamente los requisitos, y una de 1/4", si bien no es suficiente para mantener el ángulo de inclinación por debajo de ϕ para este caso pesimista, es más que suficiente para mantener la inclinación de los acopladores por abajo ϕ_{20} . Por lo que probablemente si elegimos una placa de 1/2" sea más que suficiente para los propósitos del sistema láser, como ejemplo, reduciendo la estimación de peso que se le coloca encima a un valor menos generoso como lo es 270 g, se mantiene $\Theta \approx \phi$, aún con este modelo de viga cuadrada.

Con estos resultados se seleccionó una placa de aluminio con un grosor de 1/4 de pulgada (6.35 mm) para sostener los componentes del sistema láser, siendo a la vez ligero y lo suficientemente rígido para no resultar en una afectación del alineamiento del sistema al manipularlo.

Capítulo 5

Diseño del módulo de amplificación

5.1. Introducción

En el sistema láser que se discute en el presente documento se generan todos los pulsos a partir de un único láser, que para llevar a cabo el enfriamiento, rebombeo, detección y el resto de las tareas necesarias para el sistema, se requiere una potencia total de ~ 1 W [16][21][22]. Pero láseres de alta potencia que emiten a 780 nm, como por ejemplo el SolsTiS de *M squared* o *EYLSA 780* de *Quantel* tienen tamaños de decenas de centímetros sin tomar en cuenta sistemas de estabilización térmica o la alimentación eléctrica, por lo que solventar este problema, se hace necesario un módulo de amplificación que incremente la potencia disponible a la salida de láser semilla de menor potencia, como lo puede ser un diodo que emite unas decenas de mW.

Existen diversas arquitecturas de amplificadores semiconductores. En la literatura se reportan diseños de gran tamaño que alcanzan potencias del orden de ~ 1 W [16][21]. Sin embargo, dichas arquitecturas no son compatibles con la miniaturización que requiere un sistema portátil de gravimetría atómica, ya que tienen tamaños de decenas de centímetros por lado. En este trabajo, se eligió utilizar un amplificador cónico (Tapered Amplifier, TA), modelo EYP-TP-0780-02000, el cual permite alcanzar potencias de salida de hasta 2 W con haces semilla de sólo decenas de mW.

El objetivo de este capítulo es describir el diseño, simulación, implementación y caracterización del módulo de amplificación, abordando tanto su óptica como sus condiciones térmicas.

5.2. ¿Cómo funciona un amplificador cónico?

El amplificador cónico, también conocido como Tapered Amplifier (TA), es un dispositivo semiconductor diseñado para proporcionar amplificación de alta potencia a una señal óptica inyectada desde un láser maestro. Su principio de operación se basa en la emisión estimulada en un medio semiconductor bombeado eléctricamente, de manera similar a un diodo láser convencional. La diferencia fundamental radica en la geometría de la guía de onda: mientras que un diodo láser típico presenta una sección transversal constante, el TA posee un ensanchamiento progresivo en una de las direcciones transversales, lo que permite que el haz óptico se expanda lateralmente a medida que se propaga. Esta expansión reduce la densidad de potencia en el material activo, de manera que es posible alcanzar potencias de salida del orden de los watts sin dañar el semiconductor (figura 5.1).

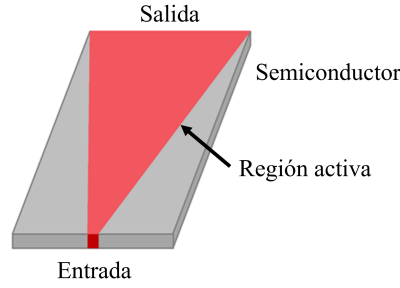


Figura 5.1: Esquema conceptual de un amplificador cónico. El haz se inyecta en el extremo estrecho de la guía y se amplifica a medida que se propaga por el medio activo hacia la salida ancha, donde el perfil transversal se expande.

La amplificación puede describirse de manera aproximada mediante la relación [32]

$$P_{out} = P_{in} e^{gL} , \quad (5.1)$$

donde P_{in} es la potencia de entrada, P_{out} la potencia de salida, g el coeficiente de ganancia del medio y L la longitud efectiva de la guía. Gracias a la geometría cónica, el valor efectivo de g puede mantenerse más alto que con otras geometrías, permitiendo un tamaño compacto, que en particular para el modelo utilizado (EYP-TP-0780-02000) es como se ve en la figura 5.2.

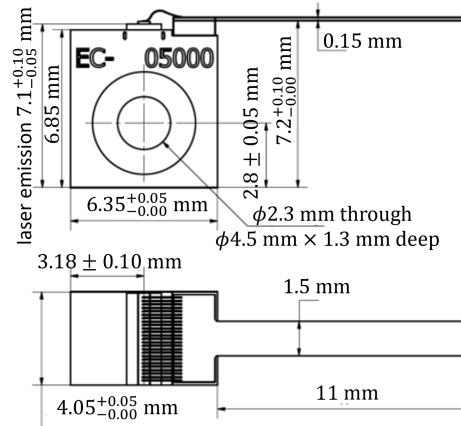


Figura 5.2: Dibujos de las dimensiones del empaquetado del amplificador EYP-TP-0780-02000 tomado de su hoja de datos.

El modelo EYP-TP-0780-02000 empleado en este trabajo está diseñado para operar en 780 nm, con una potencia de entrada típica de 10 a 50 mW y una potencia de salida máxima cercana a 2 W. Su corriente de operación se encuentra en el rango de 0 a 4 A lo que lo convierte en una opción adecuada para experimentos de átomos fríos, donde se requieren haces de alta potencia para procesos de enfriamiento y manipulación.

En la tesis de Jesús Díaz Zaragoza [33] se explora el diseño anterior del módulo de amplificación, en el cual también se utilizó el mismo modelo de TA y se muestra que la potencia óptica de salida efectivamente incrementa con la corriente hasta alcanzar el

régimen de los Watts, confirmando que el EYP-TP-0780-02000 tiene la capacidad para proporcionar la potencia requerida en nuestro sistema.

En resumen, los amplificadores cónicos ofrecen una combinación atractiva de alta potencia y compacidad, lo que los hace idóneos para un sistema láser transportable de gravimetría atómica. Sin embargo, presentan desventajas notables, como el astigmatismo del haz y el hecho de que al producir potencias tan altas puede tener disipación del orden de ~ 1 W, que para un tamaño tan compacto, significa un incremento de temperatura, que debe ser controlado debido a que tiene una tolerancia máxima de temperatura de 50° C, problemas que deben ser atendidos mediante diseño óptico y control de temperatura, temas que se abordarán en las secciones siguientes.

5.3. Óptica de colimación y corrección del haz

El haz a la salida de un amplificador cónico presenta divergencias angulares muy diferentes en los ejes horizontal y vertical. Para el modelo EYP-TP-0780-02000 empleado en este trabajo, la divergencia en el eje horizontal es del orden de 10° , mientras que en el eje vertical alcanza aproximadamente 33° . Esta fuerte anisotropía produce un haz astigmático que no puede acoplarse de manera eficiente a fibras ópticas, por lo que es necesario implementar un sistema óptico de corrección que lo colime y circularice.

El principio de corrección se basa en disponer una lente esférica inmediatamente a la salida del TA para colimar principalmente la dirección vertical, seguida de una lente cilíndrica que corrige la divergencia horizontal. Aun después de esta colimación, el haz resultante conserva un perfil notablemente elíptico. Para remediar esto, se utilizan prismas anamórficos, que modifican la relación de aspecto del haz mediante refracción diferencial, hasta obtener un perfil aproximadamente circular. En la figura 5.3 se muestra un esquema general de este sistema óptico correctivo, con las posiciones relativas de los elementos.

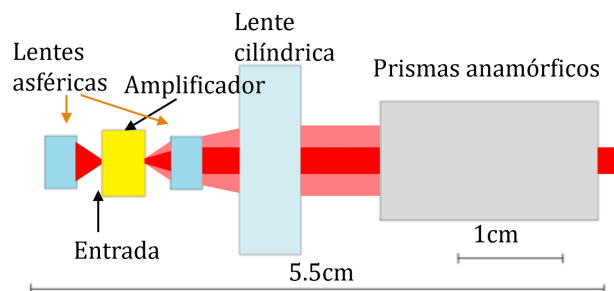


Figura 5.3: Diagrama de los componentes para colimar y corregir el haz desde una vista aérea. Las barras roja y roja claro representan la componente horizontal y vertical del haz, respectivamente. El tamaño e inclinación de los haces es solo ilustrativo.

La selección de los elementos a partir de sus parámetros y su posición relativa se hizo a partir de evaluar el resultado de simulaciones. El proceso fue el siguiente: se simula cómo evoluciona el haz a la salida del amplificador al hacer un recorrido con ciertos componentes ópticos comerciales (sin considerar aún los prismas), se mueven las posiciones hasta obtener el resultado deseado, esto es, un haz elíptico colimado (la elipticidad es corregida con los prismas), se repite el proceso para un conjunto distinto de componentes hasta obtener los

que produzcan la menor distancia de recorrido. A continuación se explica en más detalle cómo es que se realiza la simulación.

La evolución de un haz gaussiano a través de este sistema puede describirse rigurosamente mediante el formalismo de matrices ABCD. En este enfoque, cada elemento óptico se asocia a una matriz de la forma [32]

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

que actúa sobre el parámetro complejo q definido como

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)}, \quad (5.3)$$

donde $R(z)$ es el radio de curvatura del frente de onda, $w(z)$ es el radio del haz y λ es la longitud de onda. La transformación de este parámetro por la matriz se expresa como

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D}. \quad (5.4)$$

De esta manera, puede calcularse la evolución del tamaño del haz y su divergencia en cada dirección transversal. Por ejemplo, para un espacio libre de longitud d , la matriz correspondiente es

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.5)$$

mientras que para una lente delgada de distancia focal f , la matriz es

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

El sistema completo se representa mediante el producto matricial de los distintos elementos.

Siguiendo este procedimiento, se implementó una simulación en GNU Octave (despuesamplificadorhvOp2.m, Repositorio del Laboratorio de Átomos Fríos), desarrollada por Alejandra López Vázquez, colaboradora del laboratorio, en la que se modelaron las divergencias iniciales del TA y se introdujeron distintas combinaciones de lentes comerciales. El resultado más compacto correspondió a una lente esférica de $f = 4$ mm (C340TMD, de Thorlabs) colocada a 2.44 mm de la salida del amplificador, seguida de una lente cilíndrica plano-convexa de $f = 59.99$ mm (LJ1430L1, de Thorlabs) ubicada a 9.11 mm de la salida. Con esta configuración se obtuvo un haz colimado en ambas direcciones, aunque aún con una elipticidad residual (véase la figura 5.4).

Para corregir este efecto, se añadieron prismas anamórficos con ángulo de 30° y un índice de refracción aproximado de 1.7658 a 780 nm [34]. De acuerdo con la ley de Snell, el paso por los prismas reduce de manera controlada la dimensión mayor del haz. En la figura 5.5 se muestra el esquema de la acción de los prismas sobre el perfil del haz y en la figura 5.6 se muestra su escala, misma que se usó para contruir la figura 5.3

Es importante destacar que cuando no se optimiza la corrección óptica, el tren óptico resultante se extiende considerablemente. Tal fue el caso del diseño realizado anteriormente, en el cual la colimación llevó a un arreglo de mayor distancia y se hizo la corrección de la elipticidad con un telescopio, alcanzando una longitud de aproximadamente 20 cm como se puede observar en la figura 5.7. Este diseño cumplió con la función de amplificación,

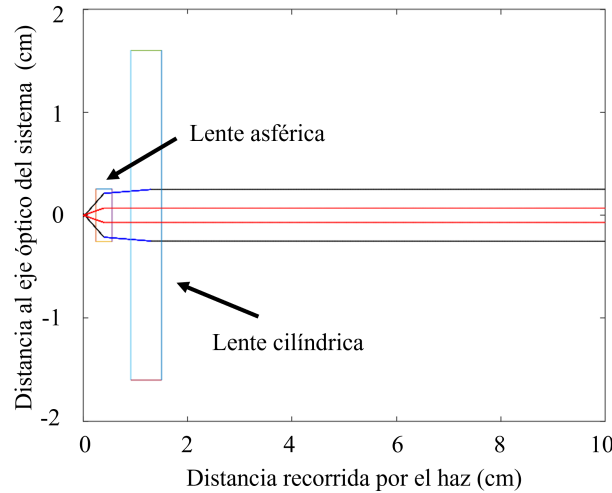


Figura 5.4: Resultados de la simulación realizada por Alejandra, utilizando matrices ABCD y componentes comerciales. Se muestran las evoluciones del radio del haz en ambas direcciones y la colimación lograda, siendo la trayectoria roja la parte horizontal y la negra la vertical.

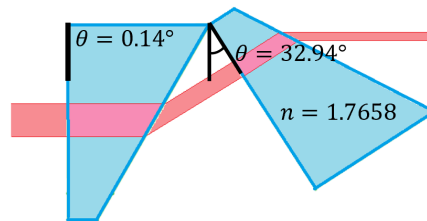


Figura 5.5: Esquema del efecto de los prismas anamórficos PS870 sobre la dirección horizontal del haz, que es reducida al tamaño de la vertical, reduciendo la elipticidad y obteniendo un haz aproximadamente circular.

pero a costa de un módulo voluminoso. En contraste, el diseño propuesto en este trabajo logra reducir la longitud total a aproximadamente 5.5 cm, gracias a la selección cuidadosa de lentes comerciales y la inclusión de prismas anamórficos, lo que lo hace más óptimo para un sistema láser compacto.

5.4. Diseño de la montura del amplificador

Una vez definidos los elementos ópticos, es necesario diseñar la montura que los integra con el amplificador y asegura tanto la estabilidad mecánica como la disipación térmica. El diseño de la montura para el amplificador constituye un aspecto central para lograr un sistema compacto, robusto y térmicamente estable. La experiencia con el diseño previo mostró limitaciones claras que guiaron la propuesta actual. En primer lugar, la montura anterior únicamente incluía el amplificador y las lentes esféricas, dejando a la lente cilíndrica fijada directamente en la placa del sistema láser. Esta configuración reducía la robustez, pues introducía un grado de libertad adicional: cualquier pequeña deformación o torsión

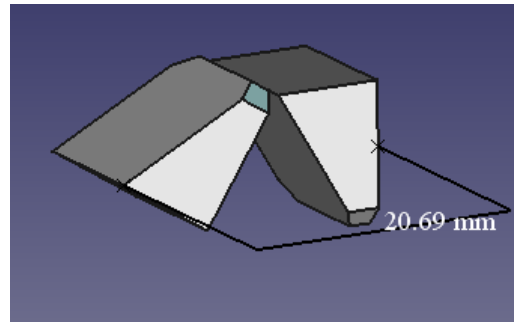


Figura 5.6: Tamaño de los prismas anamórficos en la inclinación deseada. Figura tomada del diseño de *FreeCad* (Prismas.FCStd).

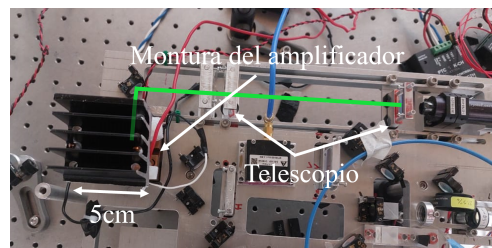


Figura 5.7: Arreglo utilizado anteriormente para el módulo de amplificación desde la montura. En verde se muestra el tren óptico a la salida del amplificador.

de la placa puede producir desalineaciones entre el conjunto TA–lentes esféricas y la cilíndrica, comprometiendo la eficiencia de acoplamiento. En segundo lugar, la geometría utilizada previamente correspondía a un bloque sólido (figura 5.8), de volumen y masa considerables. En tercer lugar, el tren óptico quedaba innecesariamente largo, ya que no se hizo la selección de componentes de manera en que se hizo en la sección 5.3, lo que incrementaba la vulnerabilidad a desajustes. Finalmente, la fijación de las lentes se hacía en posiciones predeterminadas de la montura, sin aprovechar la posibilidad de ajustar empíricamente la alineación para maximizar la potencia acoplada antes de inmovilizar los elementos. Estas observaciones constituyen la motivación principal para rediseñar la montura, incorporando tanto criterios mecánicos como térmicos y ópticos.

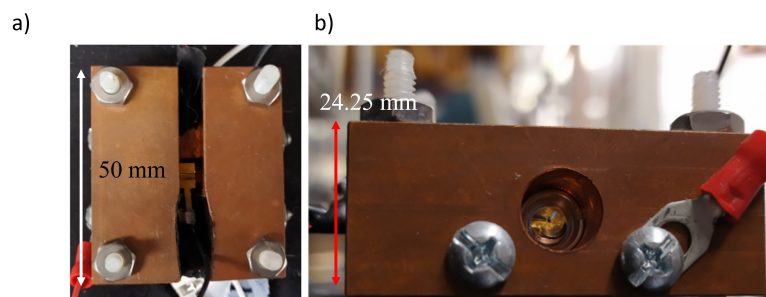


Figura 5.8: a) Vista superior y b) frontal de la montura anterior. Figura tomada de la tesis de Jesús Díaz [33].

A partir de los resultados obtenidos en la sección 5.3, donde se determinó que la distancia requerida para colimar el haz a la salida del TA es menor a 3 cm (sin contar los prismas anamórficos, que se decidió no incluirlos en la montura por decisiones de diseño

del sistema láser en general), se decidió integrar en un mismo bloque el amplificador, las lentes esféricas (tanto de entrada como salida) y la lente cilíndrica, dejando únicamente los prismas por fuera. De esta manera, todas las tolerancias críticas quedan confinadas a una sola pieza rígida, eliminando los problemas de robustez observados con el diseño anterior. Además, las lentes no se colocan en posiciones fijas desde el diseño, sino que se montan en soportes auxiliares con cierto juego, se alinean de manera ad-hoc hasta maximizar el acoplamiento y sólo entonces se fijan definitivamente con pegamento. Este método permite asegurar que el sistema se optimiza en condiciones reales de operación.

La geometría elegida para la montura corresponde a una estructura en forma de “T” (figura 5.9). La parte más gruesa hace contacto directo con el módulo Peltier, de modelo RC3-6 con disipación máxima a 27°C de 13W lo que proporciona un área amplia para la transferencia de calor, mientras que la parte delgada sostiene el amplificador en su extremo. Sobre esta misma parte se fijan barras de cobre que sostienen la lente esférica y la cilíndrica, unidas con pegamento. Esta arquitectura reduce la masa y volumen respecto al diseño anterior de bloque macizo. Además, la forma en T dirige el flujo de calor de manera directa hacia el Peltier, optimizando la conducción térmica.

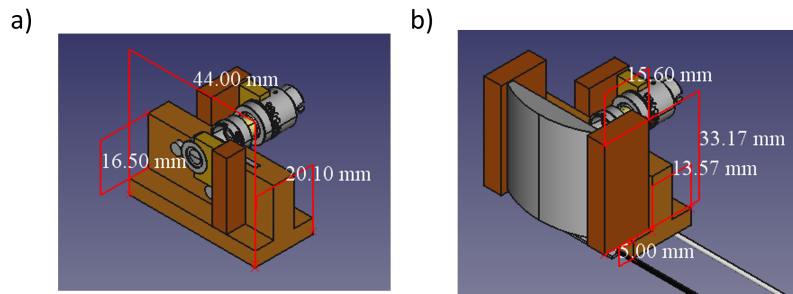


Figura 5.9: a) Diseño de montura para el amplificador, con lentes esféricas instaladas. b) Diseño de la montura con lentes instaladas, incluyendo la cilíndrica y el peltier colocado en su posición.

Un aspecto clave del diseño es la gestión del calor disipado por el TA. La caracterización realizada muestra que la potencia disipada no crece linealmente con la potencia óptica de salida, sino que sigue una curva no lineal (figura 5.10): para una potencia óptica de salida de aproximadamente 1 W, la disipación es también del orden de 1 W, mientras que para una potencia cercana a 2 W, la disipación es cercana a 3 W, donde definimos la potencia disipada como

$$P_{dis} = VI - P_{out} , \quad (5.7)$$

donde V e I son el voltaje y corriente, respectivamente, suministrados al amplificador y P_{out} es la potencia óptica de salida. Asumimos que esta potencia disipada se hace en forma de calor.

La transmisión de calor desde el amplificador hacia el Peltier ocurre a través de dos tramos en serie:

- Tramo delgado (vástago de la "T"), de longitud h , que como mínimo tendrá un valor de 10 mm para la correcta instalación de la lente esférica y que sostiene el amplificador. La superficie de contacto entre la base del amplificador con la montura es $A_{base} = 6.35 \text{ mm} \times 4.05 \text{ mm}$, y en el caso conservador asumiremos que todo el calor se transmite del amplificador a la montura por esa área.
- Tramo grueso (alma de la "T"): longitud H y área $A_{peltier} = 20.1 \text{ mm} \times 20.1 \text{ mm}$.

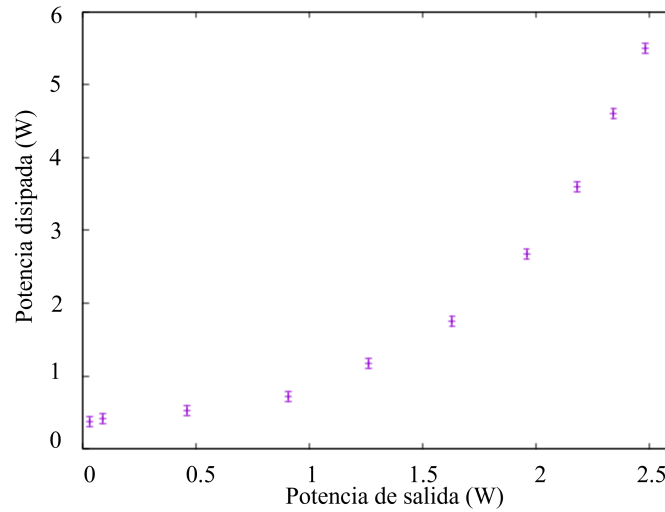


Figura 5.10: Potencia disipada por el amplificador en función de la potencia óptica de salida, datos obtenidos de [33].

Las resistencias térmicas por conducción se expresan como [35]

$$R_{delgado} = \frac{h}{k_{Cu} A_{base}} , \quad (5.8)$$

y

$$R_{grueso} = \frac{H}{k_{Cu} A_{peltier}} , \quad (5.9)$$

donde $k_{Cu} \approx 400 \frac{W}{m^{\circ}K}$ es la conductividad térmica del cobre a temperatura ambiente [36].

De (5.8) y (5.9) notamos dos cosas: Uno, que la resistencia crece linealmente con la longitud, por lo que lo más eficiente en cuestión de transmisión de calor es reducir las longitudes al mínimo, por lo que se seleccionará $h = 10$ mm, y dos, que como $\frac{A_{peltier}}{A_{base}} \approx 15.3$ y como $R \propto \frac{1}{A}$, el factor más importante es $R_{delgado}$, entonces podemos ser un tanto liberales con la selección de H (notamos que, para que $R_{grueso} \approx R_{delgado}$ tenemos que tener $H = 15.3h = 153$ mm), por lo tanto seleccionaremos un valor de $H = 5$ mm, que lo hace fácil de maquinar, manipular y evita que se flexione por el peso de las barras auxiliares que instalan las lentes y mantiene un valor de resistencia térmica muy por abajo de $R_{delgado}$ sin ser demasiado grande para derrotar el propósito de la miniaturización. Explícitamente, las resistencias son:

$$R_{delgado} = \frac{0.01m}{390 \frac{W}{m^{\circ}K} \cdot 2.64 \times 10^{-5} m^2} \approx 0.971 \text{ }^{\circ}K/W , \quad (5.10)$$

y

$$R_{grueso} = \frac{0.005m}{390 \frac{W}{m^{\circ}K} \cdot 4.04 \times 10^{-4} m^2} \approx 0.032 \text{ }^{\circ}K/W , \quad (5.11)$$

y como estos tramos se encuentran en serie, la resistencia total será

$$R_{Total} = R_{delgado} + R_{grueso} \approx 1.003 \text{ }^{\circ}K/W . \quad (5.12)$$

Por lo tanto, para una potencia de disipación representativa de 3 W (que de la figura 5.10 vemos que se obtiene para una potencia de salida de ~ 2 W), tenemos que el cambio

de temperatura debido a la resistencia de la montura es

$$\Delta T = P_{disip} R_{Total} \approx 3.009 \text{ } ^\circ\text{K} , \quad (5.13)$$

que operandose a condiciones de temperatura ambiente ($\sim 20^\circ\text{C}$) no es suficiente para elevar la temperatura a un nivel que se acerque al máximo de operación del amplificador ($\sim 40^\circ\text{C}$), por lo que basándonos en ese criterio, esa selección de parámetros para el tamaño de la montura del amplificador es efectiva. Se mantiene compacta y ligera sin elevar la temperatura a niveles peligrosos.

Un aspecto adicional que debe considerarse son las resistencias térmicas de contacto en las interfaces. En el modelo anterior se trató a la montura como un conductor homogéneo, pero en la práctica existen tres interfaces críticas: (i) la unión entre el chip del TA y la montura de cobre, (ii) el contacto entre la base de la montura y el módulo Peltier, y (iii) la interfaz entre el lado caliente del Peltier y el disipador externo. Cada una de ellas introduce una resistencia térmica de magnitud comparable o incluso superior a la de la propia conducción por el vástago de la “T”. Estas resistencias de contacto tienen un valor de

$$R_{int} = \frac{u}{k_{inter} A} , \quad (5.14)$$

donde A es el área de contacto, u es el grosor del material de la interfase y k_{inter} su conductividad térmica. En nuestro caso se utilizó una grasa térmica comercial (Stereon LIT-TER), cuya hoja de seguridad no reporta la conductividad térmica; por tanto, adoptamos un rango representativo para grasas de silicón comerciales $k_{inter} = 0.67\text{-}1.78 \frac{\text{W}}{\text{m } ^\circ\text{K}}$, proveniente de fichas técnicas de diferentes fabricantes [37, 38, 39], por lo que, para las diferentes interfases y asumiendo un grosor de $100 \mu\text{m}$, se obtienen resistencias de $R \approx 1.98\text{-}5.27 \text{ } ^\circ\text{K/W}$ para la interfase entre el amplificador y la montura, y de $R \approx 0.140\text{-}0.371 \text{ } ^\circ\text{K/W}$ para la interfase entre la montura y el Peltier, y del Peltier hacia el disipador. Por lo tanto, la resistencia total, tomando en cuenta todo esto, es de

$$R_{TOTAL} \approx 3.26\text{-}7.01 \text{ } ^\circ\text{K/W} , \quad (5.15)$$

y el aumento total de temperatura para una disipación de 3 W se encuentra en el intervalo de 9.8°C a 21.0°C . Dado que el extremo alto de este intervalo aproxima el umbral operativo de $\sim 40^\circ\text{C}$ (para un punto de operación de 20°C), un aspecto a considerar en trabajos futuros es seleccionar una pasta térmica de alto desempeño (alto k) para aumentar el margen térmico del sistema, además del adecuado dimensionamiento del disipador y del intercambio con el ambiente.

En conclusión, el diseño presentado para el módulo de amplificación basado en un amplificador cónico (TA) no solo satisface los requisitos de potencia y compactidad del sistema láser para gravimetría atómica, sino que también aborda de manera efectiva los desafíos térmicos y de alineación óptica mediante una montura integrada y optimizada. La reducción significativa en la longitud del tren óptico, de aproximadamente 20 cm a solo 5.5 cm , junto con la gestión térmica robusta que mantiene el amplificador dentro de sus límites operativos, demuestra que es posible lograr sistemas de alta potencia en configuraciones portátiles sin comprometer el rendimiento. Este módulo representa un avance clave hacia la integración de sistemas láser estables y miniaturizados, esenciales para aplicaciones en entornos no controlados y plataformas móviles de interferometría atómica.

Capítulo 6

Fabricación y montaje del módulo de amplificación

6.1. Introducción

Este capítulo constituye una extensión práctica del trabajo de diseño presentado en el Capítulo 5. Su propósito es documentar la implementación experimental del módulo: fabricación de piezas, modificaciones puntuales a la montura para garantizar seguridad eléctrica y sensado térmico, integración del TA y estabilización de temperatura a nivel de montura, además de la construcción y alineación del bloque óptico de entrada.

La intención es dejar constancia reproducible del procedimiento, las decisiones prácticas y las tolerancias relevantes que emergen al pasar del diseño a la realización física. Con ello se crea una base sólida para la posterior integración óptica completa del amplificador en el sistema láser del gravímetro.

Este capítulo se estructura de la siguiente manera: en la Sección 6.2 se describen el maquinado de las piezas de cobre y las modificaciones efectuadas sobre la montura con el fin de instalar de manera fácil y segura el TA. La Sección 6.3 refiere al control térmico del módulo. La Sección 6.4 detalla la construcción del bloque de entrada que introduce la luz al amplificador, su alineación con microposicionador y los criterios empleados durante el pegado. Finalmente, en la Sección 6.5 se discuten los avances y los retos técnicos identificados, enfatizando cómo estos resultados consolidan el tránsito del diseño hacia la implementación del módulo.

6.2. Maquinado y modificaciones de la montura

Con base en la arquitectura propuesta en el capítulo 5 (montura en T en contacto térmico hacia el Peltier, barras para fijación de las lentes), se diseñaron en FreeCAD las piezas de cobre, se exportaron sus planos y se mandaron a maquinado en fresadora. Tras el maquinado, se retiraron rebabas y se limpiaron las superficies de asiento para asegurar el contacto térmico.

Previo al ensamblaje, la montura principal se modificó para garantizar aislamiento eléctrico local y sensado térmico desde la base de cobre. En particular:

- Se colocó una capa aislante de plástico de ~ 0.5 mm, confeccionada a partir de la parte delgada de cinchos (cortada, limada y pegada) en la región donde corre el

cable del cátodo (véase la figura 6.1), con el fin de evitar contacto con la montura, que está en contacto directo con el cuerpo del TA, el cual funciona como ánodo.

- Se realizó una perforación pasante para colocar tornillo y tuerca y así presionar la zapata de la conexión eléctrica del ánodo y obtener un contacto robusto.
- Se realizó una perforación ciega para insertar el termistor que se utilizará como punto de sensado del lazo de control térmico.

En la figura 6.1 se presenta la montura con el TA instalado, donde se señalan estas zonas modificadas, además de las conexiones eléctricas.

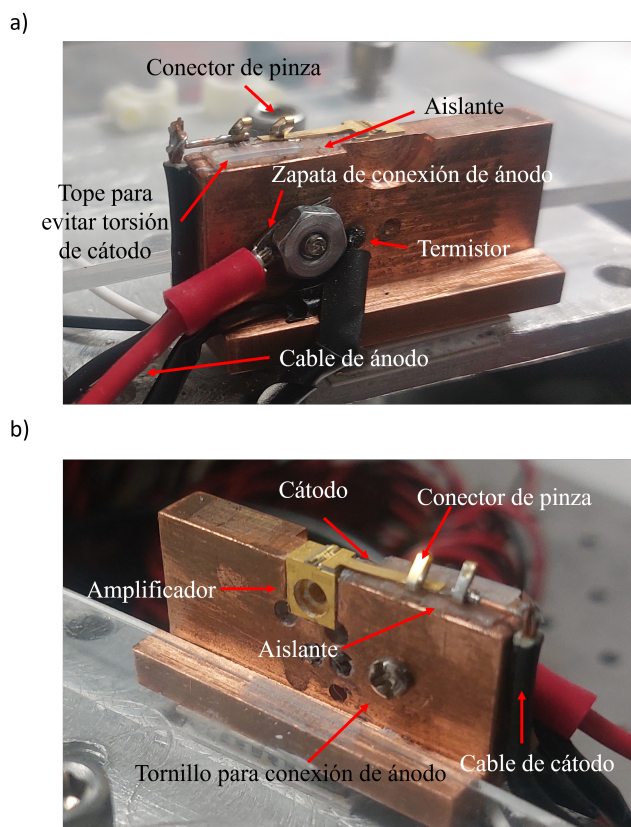


Figura 6.1: Montura principal modificada con TA instalado. a) Vista trasera (entrada) y b) vista frontal (salida).

Para el montaje del TA sobre la montura se usó pulsera antiestática y se instaló utilizando unas pinzas de precisión metálicas. La fijación definitiva se realizó con puntos de adhesivo aplicados en zonas no críticas del paquete. El cátodo se conectó mediante un conector tipo pinza colocado sobre la región aislada. El ánodo se alimentó a través de la zapata unida al tornillo instalado; esta solución proporciona una unión eléctrica repetible y con buen acceso desde el frente de la montura. Antes de energizar, se verificó la continuidad entre el cuerpo del TA y la montura y la ausencia de cortocircuitos entre ánodo y cátodo, y se comprobó que los conductores quedaran despejados de las trayectorias ópticas previstas. La figura 6.1 muestra un detalle de estas conexiones.

Con estas intervenciones, el conjunto queda preparado para la estabilización térmica documentada en la Sección 6.3, donde se describe la instalación del termistor, su calibración resistencia-temperatura y la operación de un controlador PI (proporcional-integral) para mantener una temperatura fija.

6.3. Control térmico

El control térmico del amplificador se implementó estabilizando la montura de cobre sobre la que está fijado el TA, de modo que el amplificador permanezca en equilibrio con la base y la cara fría del Peltier (contacto mediante pasta térmica, como se menciona en el capítulo 5). Para sensado se insertó un termistor en la perforación ciega practicada en la montura, aplicando pasta térmica entre el cuerpo del sensor y la pared del alojamiento para asegurar un buen acoplamiento térmico. El sistema se opera con un control PI PTC5K-CH (5 A) a una temperatura de trabajo de 18°C. En la Figura 6.2 se muestra el controlador utilizado.

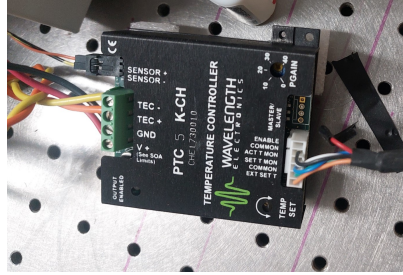


Figura 6.2: Controlador PI PTC5K-CH (5 A) utilizado para estabilizar la temperatura de la montura a 18°C. El circuito de control se cierra con el termistor alojado en la montura y un Peltier como elemento actuador.

El controlador dispone de dos señales de referencia y medición: V_{set} y V_{act} , respectivamente. El PTC5K-CH inyecta al termistor una corriente fija seleccionable mediante “jumper” (10 μ A, 100 μ A, 1 mA o 10 mA), de la cual se utilizó 100 μ A. Con esta configuración, la lectura de V_{act} es

$$V_{act} = 100 \mu A \cdot R(T) , \quad (6.1)$$

donde $R(T)$ es la resistencia del termistor a una temperatura T dada. Para fijar la temperatura objetivo $T_{ob} = 18^\circ\text{C}$, se ajusta V_{set} al voltaje que correspondería a la resistencia $R(T_{ob})$ bajo la misma corriente. El controlador compara continuamente V_{act} con V_{set} y modula la potencia sobre el Peltier hasta hacer $V_{act} \approx V_{set}$, manteniendo la montura en la temperatura elegida.

La calibración resistencia-temperatura del termistor se realizó previamente: se midió R con multímetro digital (modelo DT9205A) mientras se registraba T con termómetro de referencia (TSP01 - USB, de Thorlabs), obteniendo la curva $R(T)$ en el intervalo de interés (figura 6.3). Esta curva permite:

- Determinar $R(T_{ob})$ para seleccionar V_{set} .
- Convertir lecturas de V_{act} a temperatura cuando se requiera un monitoreo explícito de T .

En la figura 6.3 se presenta la curva de calibración obtenida.

Durante la puesta en marcha se verificó que la convergencia hacia $V_{act} \approx V_{set}$ se diera sin un sobrepaso significativo; esto se hizo observando en un osciloscopio tanto V_{act} como V_{set} y colocando referencias a lo equivalente a 2°C por arriba y por abajo de 18°C.

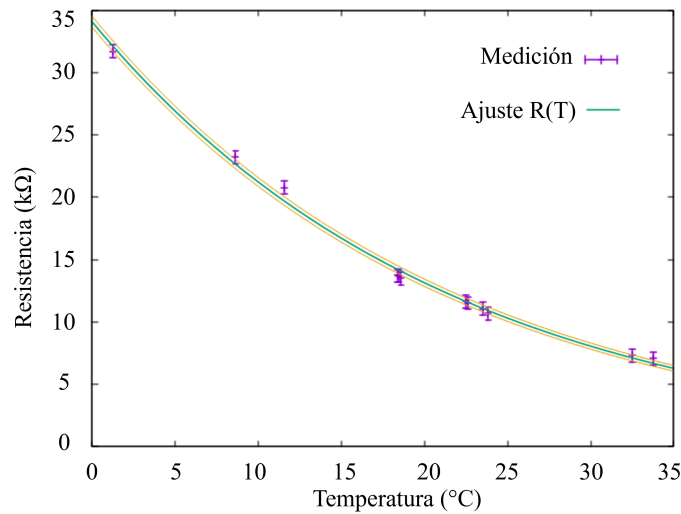


Figura 6.3: Mediciones de resistencia contra temperatura para el termistor utilizado, así como la curva ajustada. La curva ajustada es $R(T) = Ae^{-bT} + d$, con parámetros $A = (34.6356 \pm 0.2982) \text{ k}\Omega$, $b = (0.0464 \pm 0.0001) \text{ 1/}^\circ\text{C}$ y $d = (-0.5464 \pm 0.1444) \text{ k}\Omega$. Las líneas naranjas corresponden a los límites superior e inferior del ajuste, obtenidos a partir de la incertidumbre en los parámetros.

6.4. Bloque de entrada

El bloque de entrada se construyó con el objetivo de proteger al láser semilla que alimenta al amplificador y entregar a este un haz estable y reproducible. Para ello se dispuso, a la salida del acoplador de fibra, un aislador de Faraday (IO-D-780-VLP, de Thorlabs) seguido de una lente esférica idéntica a la utilizada en la salida (C340TMD, de Thorlabs).

Un aislador de Faraday puede entenderse como un equivalente óptico del diodo en circuitos eléctricos: es un dispositivo que permite que un rayo de luz viaje en una dirección mientras evita que se propague en la dirección opuesta [32, 40, 41]. El principio de funcionamiento se muestra en la figura 6.4.

Antes de unir los componentes del bloque de entrada permanentemente, se caracterizó el aislador para corroborar la información de la hoja de datos. Según esta, la transmisión en el sentido hacia adelante (derecho) es de entre 48 % y 55 %, mientras nuestra medición dio una transmisión máxima de $48.8 \pm 1.8 \%$, que se encuentra dentro del rango. Para la supresión en reversa, la hoja de datos reporta una supresión de 36 dB a 40 dB, mientras que en la medición realizada se obtuvo un valor de $34.4 \pm 0.3 \text{ dB}$, que, si bien no se encuentra dentro del rango, consideramos suficiente para evitar daños al láser semilla.

Para la alineación del bloque de entrada, el acoplador de fibra se montó sobre un microposicionador MAX602D usando bases de PVC, tomando como referencia el máximo de transmisión del colimador solo. A partir de ahí, se colocó el aislador frente al colimador y se ajustaron cuidadosamente traslación y rotación hasta obtener un máximo de transmisión. Finalmente, con la posición definida, se fijó al acoplador mediante puntos de pegamento (kolaloka) localizados, evitando inducir torsión durante el curado. En la figura 6.5 se presenta el esquema de instalación del aislador.

El montaje de la lente esférica siguió un procedimiento análogo, con una particularidad:

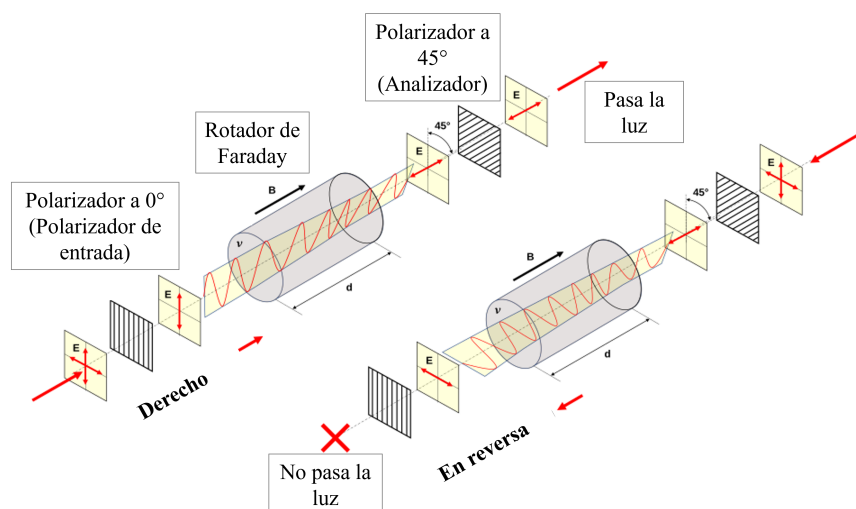


Figura 6.4: Principio de un aislador de Faraday (adaptado de Vigneshdm1990, “Faraday isolator.svg”, CC BY-SA 4.0 creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en, vía Wikimedia Commons, commons.wikimedia.org/wiki/File:Faraday_isolator.svg). Cambios: recorte y traducción de etiquetas.

para incrementar la sensibilidad a desalineaciones angulares, el medidor de potencia se situó a una distancia tal que el haz ocupara casi por completo su apertura; de esta forma, pequeñas desviaciones producían variaciones medibles en potencia y facilitaban el ajuste de la inclinación y el descentrado de la lente hasta alcanzar un máximo. La figura 6.6 muestra el diagrama de instalación de la lente, incluyendo la estrategia de acercamiento del detector para evidenciar errores angulares. Finalmente, se fijó al aislador con puntos de pegamento y también se evitó inducir torsión durante el curado, teniendo como resultado el bloque de entrada completo y funcional, listo para su integración al módulo de amplificación, como se muestra en la figura 6.7.

6.5. Discusión

El trabajo presentado en este capítulo documenta los pasos necesarios para iniciar el tránsito del diseño del módulo de amplificación (Cap. 5) hacia su realización física, enfatizando los elementos que condicionan su operación:

- El maquinado y las modificaciones sobre la montura para garantizar aislamiento eléctrico local y sensado térmico de la propia montura donde se asienta el TA.
- El montaje y fijación del TA con su ruta de cableado, de fácil conexión.
- La estabilización térmica de la montura a 18°C mediante control PI con referencia definida por la curva $R(T)$ del termistor.
- La construcción del bloque de entrada (acoplador–aislador–lente esférica) con criterio de máxima transmisión directa.

En términos prácticos, las intervenciones mecánicas y eléctricas permiten un reensamble reproducible y reducen riesgos de cortocircuito en la zona del cátodo. La estrategia de

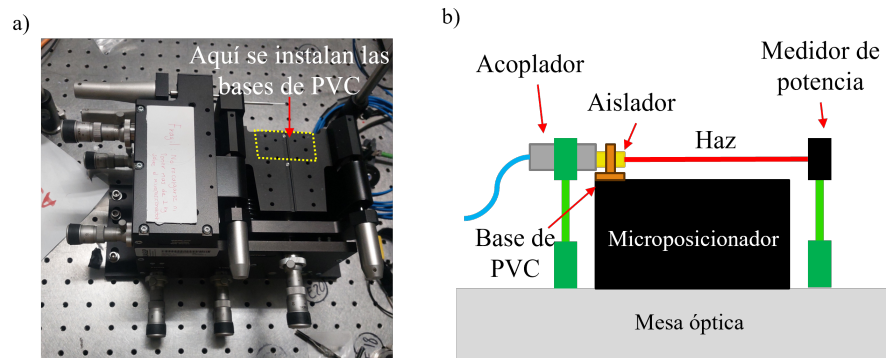


Figura 6.5: a) Fotografía del microposicionador MAX602D con la zona de las monturas de PVC utilizadas en este proyecto señalada. b) Diagrama de instalación del aislador al bloque de entrada. Las figuras verdes representan bases auxiliares para fijar los componentes a la mesa óptica.

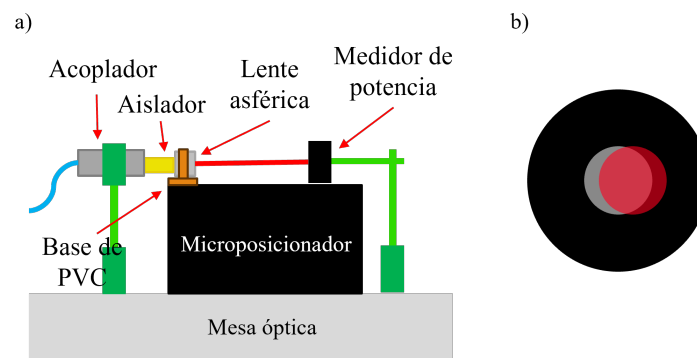


Figura 6.6: a) Diagrama de instalación del aislador al bloque de entrada. Las figuras verdes representan bases auxiliares para fijar los componentes a la mesa óptica. b) Diagrama del tamaño del haz respecto a la entrada del medidor de potencia para maximizar la sensibilidad de la potencia detectada ante desalineaciones angulares de la lente.

sensado térmico en la montura (en equilibrio con el TA y el Peltier) simplifica el control sin invadir el paquete del amplificador, y el uso de pasta térmica, tanto en el alojamiento del termistor como en las superficies de contacto, favorece la conductividad térmica entre elementos. Por su parte, el bloque de entrada estandariza la geometría de acoplamiento y protege al láser semilla, condiciones necesarias para las pruebas de acoplamiento al TA.

En conclusión, el capítulo sienta las bases experimentales del módulo propuesto: los diferentes componentes se encuentran maquinados, el amplificador, pieza central del módulo, está montado y conectado, la estabilización térmica está implementada y el bloque de entrada está construido. Esto permite cerrar el ciclo de diseño–implementación y preparar el terreno para una integración completa con el sistema láser del gravímetro y su posterior caracterización.

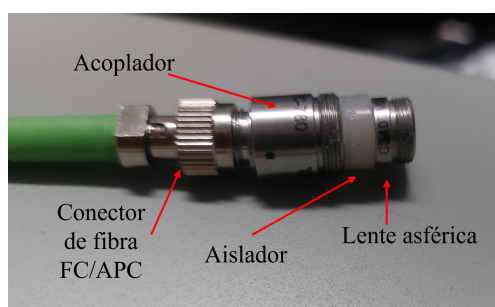


Figura 6.7: Fotografía del bloque de entrada ya pegado y conectado a una fibra óptica. El aislador de Faraday se encuentra en un anillo de polipropileno para evitar dañar la superficie de la lente asférica y la lente del acoplador.

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas

Este trabajo abordó, de manera progresiva, la miniaturización de un módulo de amplificación capaz de suministrar una potencia óptica del orden de ~ 1 W, preservando estabilidad y reproducibilidad, y dejándolo listo para su integración en un sistema láser de gravimetría. El núcleo de la contribución se concentra en el capítulo 5, donde se materializa un diseño que equilibra requerimientos ópticos, térmicos y mecánicos.

En los capítulos 3 y 4 se trata la miniaturización del sistema láser a partir de la selección de parámetros clave. En particular, los resultados del capítulo 3, en el cual se analiza la viabilidad de un filtro de calcita sintonizado angularmente, son novedosos y plantean una alternativa sencilla y compacta para realizar filtros de frecuencia dinámicos y robustos; por su parte, en el capítulo 4 se establece parte de la arquitectura del sistema al determinar el grosor de las placas que sostendrán los diferentes componentes.

En el capítulo 5 se construyó el resultado medular: un módulo robusto, con un presupuesto térmico explícito que permite estabilizar el conjunto en un punto de operación único. La integración de la óptica próxima al amplificador se resolvió con simulaciones previas, minimizando el tren óptico, particularmente a la salida del amplificador, de modo que, para obtener un haz compatible con el resto del sistema, sólo hacen falta distancias de unos pocos centímetros. Este diseño también atiende otras cuestiones, como la eficiencia de acoplamiento y la robustez frente a expansión térmica y flexión de placas por el peso de los componentes.

El capítulo 6 extendió estos resultados hacia el montaje para su implementación en el sistema láser. Se avanzó en maquinado, aislamiento eléctrico y acondicionamiento térmico, y se estableció un bloque de entrada que entrega un haz semilla seguro y unidireccional. La integración total del bloque con el amplificador no se completó deliberadamente en esta etapa: se priorizó cerrar el diseño y dejar una ruta verificable para el acoplamiento final.

Una dirección inmediata es la integración del bloque de entrada con el módulo de amplificación. Como parte de esta línea ya se inició el intento de instalación y se identificaron limitaciones: en particular, la ausencia de una referencia angular sensible que permita ajustar el ángulo de incidencia con la misma confianza con la que se controla el centrado, el cual se puede referenciar hacia el punto de donde sale la emisión espontánea del TA en la dirección de entrada. Para resolverlo, se propone hacer coincidir el plano de entrada del amplificador con el pivote del microposicionador y realizar un barrido angular alrededor de ese eje, de forma que la variación sea predominantemente angular, con descentramiento despreciable. Con este esquema, el ajuste incierto se convierte en una calibración geométrica bien condicionada y repetible.

Con el acoplamiento resuelto por pivote, las etapas siguientes son acotadas: a) caracte-

rización cuantitativa del módulo integrado: ganancia efectiva, eficiencia de acoplamiento y estabilidad bajo perturbaciones mecánicas y térmicas; b) caracterización geométrica del haz de salida para la integración efectiva de los prismas anamórficos; y c) integración de este módulo al resto del sistema láser, con miras a contribuir a la miniaturización del sistema como un todo y a concretar la discusión de la disipación térmica. Estas acciones completan la transición de un prototipo a un módulo operativo para experimentos de gravimetría.

Capítulo 8

Apéndice: Predicción teórica de la tolerancia angular

Para obtener la tolerancia angular en función de la distancia, definimos una cantidad llamada *eficiencia de acoplamiento*, η , que nos dice el porcentaje de potencia acoplada respecto al máximo para una distancia dada z entre los acopladores. Esta cantidad la obtenemos haciendo el producto interno del campo eléctrico entre el haz que produce un máximo acoplamiento (haz rojo de la figura 8.1) con un haz inclinado respecto a este un ángulo θ (haz azul de la figura 8.1), y luego obteniendo el módulo cuadrado de dicho producto interno para obtener la potencia y finalmente normalizarla, esto es

$$\eta = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{inc}^*(x, y) E_{max}(x, y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{inc}(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{max}(x, y)|^2 dx dy} , \quad (8.1)$$

donde E_{max} es el campo del haz que produce un máximo acoplamiento y E_{inc} el haz con la inclinación θ dada. x y y son las coordenadas ortogonales a la dirección de propagación de E_{max} .

Para obtener η explícitamente en función de la inclinación θ y la distancia de separación entre los acopladores z , asumimos que ambos haces son gaussianos con cintura $w(z)$ dada por la ecuación (8.2) [42]

$$w = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} , \quad (8.2)$$

donde z_R es la longitud de Rayleigh, dada por [43]

$$z_R = \frac{1}{2} k w_0^2 , \quad (8.3)$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ donde λ es la longitud de onda, entonces, para un valor de w_0 de $0.68mm$ que corresponde al radio $(1/e^2)$ del haz justo cuando sale del acoplador F110APC-780 según sus especificaciones, nos da $z_R = 1.8624m$ para $\lambda = 780$ nm.

Explícitamente E_{max} y E_{inc} están dados por

$$E_{max} = A \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \exp(-ikz) \quad (8.4)$$

y

$$E_{inc} = A \exp\left(-\frac{(x - z \tan \theta)^2 + y^2}{w^2}\right) \exp(-ikz \cos \theta - ikx \sin \theta) , \quad (8.5)$$

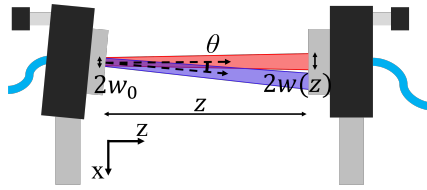


Figura 8.1: Diagrama ilustrativo de los parámetros de los haces comparados para obtener η ; por una parte, el haz rojo representa al haz que produce el máximo acoplamiento para la separación entre acopladores z , mientras que el azul representa al haz inclinado un ángulo θ respecto a este.

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{inc}(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_{max}(x, y)|^2 dx dy = A^2 w^2 \frac{\pi}{2}, \quad (8.6)$$

por lo que la eficiencia de acoplamiento estará dada por

$$\eta = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{inc}^*(x, y) E_{max}(x, y) dx dy \right|^2}{A^4 w^4 \frac{\pi^2}{4}}. \quad (8.7)$$

Por simplicidad llamemos I al numerador de (8.7), esto es

$$I = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{inc}^*(x, y) E_{max}(x, y) dx dy \right|^2, \quad (8.8)$$

$$I = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A^2 e^{\left(-\frac{(x-z \tan \theta)^2 + 2y^2 + x^2}{w^2} \right)} e^{ikz \cos \theta + ikx \sin \theta - ikz} dx dy \right|^2 \quad (8.9)$$

$$I = \left| A^2 e^{ikz(\cos \theta - 1)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2y^2}{w^2}} dy \int_{-\infty}^{\infty} e^{\left(-\frac{2x^2 - 2xz \tan \theta + z^2 \tan^2 \theta}{w^2} \right)} e^{ikx \sin \theta} dx \right|^2 \quad (8.10)$$

$$I = \left| A^2 \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} w \right) \int_{-\infty}^{\infty} e^{\left(-\frac{2x^2 - 2xz \tan \theta + z^2 \tan^2 \theta}{w^2} \right)} e^{ikx \sin \theta} dx \right|^2. \quad (8.11)$$

Sea

$$u = \frac{\sqrt{2}x - z \tan \theta / \sqrt{2}}{w} \quad (8.12)$$

$$\Rightarrow \frac{2x^2 - 2xz \tan \theta + z^2 \tan^2 \theta}{w^2} = u^2 + \frac{z^2 \tan^2 \theta}{2w^2}, \quad (8.13)$$

y de 8.12

$$x = \frac{wu}{\sqrt{2}} + \frac{z \tan \theta}{2} \quad (8.14)$$

$$\Rightarrow dx = \frac{w}{\sqrt{2}} du, \quad (8.15)$$

y haciendo

$$A = \frac{kw \sin \theta}{\sqrt{2}} \quad (8.16)$$

$$I = \left| A^2 \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} w \right) e^{-\frac{z^2 \tan^2 \theta}{2w^2}} \frac{w}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-u^2} e^{iAu} du \right|^2. \quad (8.17)$$

El valor de la integral $\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-u^2) \exp(iAu) du$ es

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-u^2) \exp(iAu) du = \sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{A^2}{4}\right) \quad (8.18)$$

$$\Rightarrow I = \left| A^2 w^2 \frac{\pi}{2} e^{-\frac{z^2 \tan^2 \theta}{2w^2}} e^{-\frac{k^2 w^2 \sin^2 \theta}{8}} \right|^2, \quad (8.19)$$

$$\Rightarrow I = A^4 w \frac{\pi^2}{4} e^{-\frac{z^2 \tan^2 \theta}{w^2}} e^{-\frac{k^2 w^2 \sin^2 \theta}{4}}. \quad (8.20)$$

Así, pues, tenemos que

$$\eta = \exp\left(-\frac{z^2 \tan^2 \theta}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{k^2 w^2 \sin^2 \theta}{4}\right), \quad (8.21)$$

que para ángulos pequeños

$$\eta = \exp\left(-\frac{z^2 \theta^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{k^2 w^2 \theta^2}{4}\right) \quad (8.22)$$

$$\eta = \exp\left(-\theta^2 \left(\frac{z^2}{w^2} + \frac{k^2 w^2}{4}\right)\right). \quad (8.23)$$

Ahora, definimos la tolerancia angular ϕ como el ángulo para el que la potencia cae un 5 % respecto al valor máximo para una distancia dada, esto es, que $\eta = 0.95$.

$$\Rightarrow 0.95 = \exp\left(-\phi^2 \left(\frac{z^2}{w^2} + \frac{k^2 w^2}{4}\right)\right) \quad (8.24)$$

$$\Rightarrow \phi = \sqrt{\frac{-\ln(0.95)}{\frac{z^2}{w^2} + \frac{k^2 w^2}{4}}}, \quad (8.25)$$

que es la tolerancia angular en radianes. Entonces en grados

$$\Rightarrow \phi = \frac{180}{\pi} \sqrt{\frac{-\ln(0.95)}{\frac{z^2}{w^2} + \frac{k^2 w^2}{4}}} \circ \approx \frac{12.97636}{\sqrt{\frac{z^2}{w^2} + \frac{k^2 w^2}{4}}} \circ. \quad (8.26)$$

es la tolerancia angular en grados

Bibliografía

- [1] Fang, J., Wang, W., Zhou, Y., Li, J., Zhang, D., Tang, B., Zhong, J., Hu, J., Zhou, F., Chen, X., Wang, J., & Zhan, M. (2024). Classical and atomic gravimetry. *Remote Sensing*, 16(14), 2634. <https://doi.org/10.3390/rs16142634>
- [2] de Angelis, M., Bertoldi, A., Cacciapuoti, L., Giorgini, A., Lamporesi, G., Prevedelli, M., Saccorotti, G., Sorrentino, F., & Tino, G. M. (2009). Precision gravimetry with atomic sensors. *Measurement Science and Technology*, 20(2), 022001. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/2/022001>
- [3] Sandwell, D. T., Müller, R. D., Smith, W. H. F., Garcia, E., & Francis, R. (2014). New global marine gravity model from CryoSat-2 and Jason-1 reveals buried tectonic structure. *Science*, 346(6205), 65–67. <https://doi.org/10.1126/science.1258213>
- [4] Davis, K., Li, Y., & Batzle, M. (2008). Time-lapse gravity monitoring: A systematic 4D approach with application to aquifer storage and recovery. *Geophysics*, 73(6), WA61–WA69. <https://doi.org/10.1190/1.2987376>
- [5] Gadirov, V., Kalkan, E., Ozdemir, A., Palabiyik, Y., & Gadirov, K. V. (2022). Use of gravity and magnetic methods in oil and gas exploration: Case studies from Azerbaijan. *International Journal of Earth Sciences Knowledge and Applications*, 4(2), 143–156.
- [6] Gulenok, R. Y., Isaev, V. I., Kosygin, V. Y., Lobova, G. A., & Starostenko, V. I. (2011). Estimation of the oil-and-gas potential of sedimentary depressions in the Far East and West Siberia based on gravimetry and geothermy data. *Russian Journal of Pacific Geology*, 5(4), 273–287. <https://doi.org/10.1134/S181971401104004X>
- [7] Wang, H., Wu, L., Chai, H., Hsu, H., & Wang, Y. (2016). Technology of gravity aided inertial navigation system and its trial in South China Sea. *IET Radar, Sonar & Navigation*, 10(5), 862–869. <https://doi.org/10.1049/iet-rsn.2014.0419>
- [8] Montagner, J.-P., Juhel, K., Barsuglia, M., Ampuero, J. P., Chassande-Mottin, E., Harms, J., Whiting, B., Bernard, P., Clévéde, E., & Lognonné, P. (2016). Prompt gravity signal induced by the 2011 Tohoku-Oki earthquake. *Nature Communications*, 7, 13349. <https://doi.org/10.1038/ncomms13349>
- [9] Saleh, S., Saleh, A., El Emam, A. E., & Taha, M. (2022). Detection of archaeological ruins using integrated geophysical surveys at the Pyramid of Senusret II, Lahun, Fayoum, Egypt. *Pure and Applied Geophysics*, 179, 1981–1993. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03010-2>
- [10] Kasevich, M., & Chu, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2), 181–184. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.181>

- [11] Peters, A., Chung, K. Y., & Chu, S. (1999). Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 400(6747), 849–852. <https://doi.org/10.1038/23655>
- [12] Zhang, T., Chen, L.-L., Shu, Y.-B., Xu, W.-J., Cheng, Y., Luo, Q., Hu, Z.-K., & Zhou, M.-K. (2023). Ultrahigh-Sensitivity Bragg Atom Gravimeter and its Application in Testing Lorentz Violation. *Physical Review Applied*, 20(1), 014067. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.20.014067>
- [13] Freier, C., Hauth, M., Schkolnik, V., Leykauf, B., Schilling, M., Wziontek, H., Scherneck, H.-G., Müller, J., & Peters, A. (2016). Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability. *Journal of Physics: Conference Series*, 723, 012050. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/723/1/012050>
- [14] Xu, Y.-Y., Cui, J.-F., Qi, K., Chen, L.-L., Deng, X.-B., Luo, Q., Zhang, H., Tan, Y.-J., Shao, C.-G., Zhou, M.-K., *et al.* (2022). Evaluation of the transportable atom gravimeter HUST-QG. *Metrologia*, 59(5), 055001. <https://doi.org/10.1088/1681-7575/ac8258>
- [15] López-Vázquez, A., Maldonado, M. A., Gomez, E., Corzo, N. V., de Carlos-López, E., Franco Villafañe, J. A., Jiménez-García, K., Jiménez-Mier, J., López-González, J. L., López-Monjaraz, C. J., López-Romero, J. M., Medina Herrera, A., Méndez-Fragoso, R., Ortiz, C. A., Peña, H., Raboño Borbolla, J. G., Ramírez-Martínez, F., & Valenzuela, V. M. (2023). Compact laser modulation system for a transportable atomic gravimeter. *Optics Express*, 31(3), 3504–3519. <https://doi.org/10.1364/OE.477648>
- [16] Sarkar, S., Piccon, R., Merlet, S., & Pereira dos Santos, F. (2022). Simple and robust architecture of a laser system for atom interferometry. *Optics Express*, 30(3), 3358–3366. <https://doi.org/10.1364/OE.447073>
- [17] López-Vázquez, A., Hernandez, R. J., & Gomez, E. (2023). Tunable locking of calcite narrow frequency filters through modulation switching. *Review of Scientific Instruments*, 94(8), 083001. <https://doi.org/10.1063/5.0156231>
- [18] Carraz, O., Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., Bidel, 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. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.033605>
- [19] Arias, N., Abediyeh, V., Hamzeloui, S., & Gomez, E. (2017). Low phase noise beams for Raman transitions with a phase modulator and a highly birefringent crystal. *Optics Express*, 25(5), 5290–5301. <https://doi.org/10.1364/OE.25.005290>
- [20] Hecht, E. (2017). *Optics* (5th ed.). Pearson.
- [21] Lee, J., Ding, R., Christensen, J., & et al. (2022). A compact cold-atom interferometer with a high data-rate grating magneto-optical trap and a photonic-integrated-circuit-compatible laser system. *Nature Communications*, 13, 5131. <https://doi.org/10.1038/s41467-022-31410-4>
- [22] López Vázquez, A. (2021). *Diseño y construcción de un sistema de interferometría atómica para gravimetría* [Tesis doctoral, Universidad Autónoma de San Luis Potosí].

- [23] Bongs, K., Holynski, M., Vovrosh, J., Bouyer, P., Condon, G., Rasel, E., Schubert, C., Schleich, W. P., & Roura, A. (2019). Taking atom interferometric quantum sensors from the laboratory to real-world applications. *Nature Reviews Physics*, 1(12), 731–739. <https://doi.org/10.1038/s42254-019-0117-4>
- [24] Antoine, C. (2006). Matter wave beam splitters in gravito-inertial and trapping potentials: generalized tti scheme for atom interferometry. *Applied Physics B*, 84(4), 585–597. <https://doi.org/10.1007/s00340-006-2378-8>
- [25] López, A. (2025). [Comunicación personal].
- [26] Dammalapati, U., Elvin, R., Griffin, P. F., & Riis, E. (2025). Control of electro-optic sideband spectrum using sequential modulators. *Journal of Optics*, 27(4), 045803. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/adb860>
- [27] Lee, K.-S., Kim, J., Lee, S.-B., Park, S. E., & Kwon, T. Y. (2015). A phase-modulated laser system of ultra-low phase noise for compact atom interferometers. *Journal of the Korean Physical Society*, 67(2), 318–322. <https://doi.org/10.3938/jkps.67.318>
- [28] Macrae, C. D., Bongs, K., & Holynski, M. (2021). Optical frequency generation using fiber Bragg grating filters for applications in portable quantum sensing. *Optics Letters*, 46(6), 1257–1260. <https://doi.org/10.1364/OL.415963>
- [29] Born, M., & Wolf, E. (2019). *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (7th ed.). Cambridge University Press.
- [30] Ghosh, G. (1999). Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals. *Optics Communications*, 163(1–3), 95–102. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(99\)00091-7](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00091-7)
- [31] Beer, F. P., Johnston, E. R., DeWolf, J. T., & Mazurek, D. F. (2009). *Mecánica de materiales* (5ta ed.). McGraw-Hill.
- [32] Saleh, B. E. A., & Teich, M. C. (2019). *Fundamentals of photonics* (3rd ed.). Wiley.
- [33] Díaz Zaragoza, J. (2020). *Sistemas de amarrado absoluto de frecuencia y amplificación láser* [Tesis de maestría, Universidad Autónoma de San Luis Potosí].
- [34] Polyanskiy, M. N. (2025). *Refractive index database*. Recuperado el 7 de septiembre de 2025, de <https://refractiveindex.info>
- [35] Incropera, F. P., DeWitt, D. P., Bergman, T. L., & Lavine, A. S. (2007). *Fundamentals of heat and mass transfer* (6th ed.). Wiley.
- [36] The Engineering ToolBox. (2005). *Thermal conductivity of metals and alloys*. Recuperado el 7 de septiembre de 2025, de https://www.engineeringtoolbox.com/thermal-conductivity-metals-d_858.html
- [37] Dow. (s. f.). *DOWSIL™ 340 Heat Sink Compound — Technical Data Sheet*. $k = 0.67 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{K}}$. Recuperado el 7 de octubre de 2025, de <https://www.polymer-g.com/wp-content/uploads/340.pdf>

- [38] Wakefield Thermal. (s. f.). *120 Series — Silicone Thermal Joint Compound*. $k \approx 0.73 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{K}}$. Recuperado el 7 de octubre de 2025, de https://wakefieldthermal.com/content/data_sheets/Thermal%20Interface%20Materials.pdf
- [39] MG Chemicals. (2018). *Thermally Conductive Greases — Comparison Chart*. (Modelos 860, 8617, **8616**: $1.78 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{K}}$). Recuperado el 8 de octubre de 2025, de <https://www.mgchemicals.com/downloads/comparison-tables/Thermally%20Conductive%20Greases%20Comparison%20Chart.pdf?utm>
- [40] Thorlabs. Optical Isolator Tutorial & Product Notes (Faraday isolators, rotators and operating principles). Recuperado el 14 de septiembre de 2025, de https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=9017 (ver pestaña “Isolator Tutorial”).
- [41] Paschotta, R. Faraday isolators. En *RP Photonics Encyclopedia*. RP Photonics. Recuperado el 14 de septiembre de 2025, de https://www.rp-photonics.com/faraday_isolators.html
- [42] Meschede, D. (2017). *Optics, light and lasers: The practical approach to modern aspects of photonics and laser physics* (2nd ed.). Wiley-VCH.
- [43] Damask, J. N. (2005). *Polarization optics in telecommunications*. Springer.