

Desarrollo y caracterización de un peine de frecuencias ópticas para aplicaciones metrológicas

Fernando Yapur

Director: Dr. Matías Risaro

Codirector: Dr. Diego Luna

Tesis de licenciatura en Ciencias Físicas

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Agosto 2024

TEMA: Desarrollo y caracterización de un peine de frecuencias ópticas para aplicaciones metrológicas

ALUMNO: Fernando Yapur

L.U: 720/04

LUGAR DE TRABAJO: Departamento de Óptica y dimensional, centro de Física y Metrología, INTI.

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Matías Risaro

CODIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Diego Luna

FECHA DE INICIACIÓN: Agosto 2023

FECHA DE FINALIZACIÓN: Agosto 2024

FECHA DE EXAMEN:

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor: Fernando Yapur

Jurado

Director: Dr. Matías Risaro

Jurado

Codirector: Dr. Diego Luna

Jurado

Profesora de Tesis de Licenciatura

Resumen

Los peines de frecuencia ópticas, o por sus siglas en inglés OFC (Optical Frequency Comb), generados por láseres pulsados mode-locking han revolucionado diversos campos de la física en la última década, incluyendo la espectroscopía, telemetría, ciencia de attosegundos y metrología óptica. En este último campo son esenciales brindando una conexión directa y coherente en fase entre las frecuencias ópticas y las microondas, permitiendo la medición de frecuencias ópticas con la mayor precisión disponible hasta el momento.

En el siguiente trabajo presentamos el desarrollo de un peine de frecuencias basado en un láser mode-lock de titanio zafiro con pulsos ultracortos de 30 fs y una frecuencia de repetición de 1 GHz. El espectro de emisión está centrado en 800 nm con una campana espectral de 20 nm limitada por transformada y posee una potencia media de 1 W. Para extender el espectro de emisión en una octava se utiliza una fibra de cristal fotónico (PCF de sus siglas en inglés) cuyo núcleo es de 3 μm . Esto permite generar radiación entre 500 y 1 100 nm, con una eficiencia máxima del 45 %.

El OFC cuenta con dos parámetros característicos, la frecuencia de repetición (f_{rep}) y la frecuencia cero (f_0), que deben ser ancladas a una referencia de microondas u óptica. En el siguiente trabajo utilizamos como referencia una señal de microondas que entrega un reloj de cesio. La estabilidad relativa del reloj es de 10^{-12} .

Para estabilizar el OFC es necesario fijar sus dos parámetros. Para la estabilización de la frecuencia de repetición, realizamos una detección directa de la emisión del láser mode-lock utilizando un fotodiodo rápido y empleamos un piezoeléctrico montado en uno de los espejos de la cavidad como actuador para el amarre de f_{rep} . En particular se estudió el grado de precisión, de aproximadamente 15 kHz. También se determinó la estabilidad relativa del lazo de control que es $< 4 \cdot 10^{-11}$ en 1 GHz.

Para la detección de la frecuencia cero (f_0), se montó y balanceó un interferómetro f-2f con un cristal de generación de segunda armónica para comparar las componentes espectrales de los extremos de la octava del peine. f_0 resultó una frecuencia en el rango de 200 MHz y 400 MHz y una relación señal ruido de 35 dB en 300 kHz, con inestabilidades intrínsecas del orden de 1 MHz a un segundo. La estabilización de f_0 , se realiza controlando la potencia del láser de bombeo mediante un modulador acusto-óptico (AOM). En tal sentido, se caracteriza el lazo de control así como la estabilidad relativa, que es $< 2 \cdot 10^{-9}$ en 300 MHz.

Agradecimientos

Quisiera expresar mi más sincero agradecimiento a todas las personas que han contribuido y apoyado este trabajo. En primer lugar, agradezco a mi director, Dr. Matías Risaro, por su orientación, paciencia y valiosos consejos, a lo largo del desarrollo de este experimento. Él, me enseñó a ser mejor; a defender mis ideas y a ser humilde en mis afirmaciones. La testarudez que me caracterizó durante mucho tiempo, él supo como manejarla, para que yo pueda aprender, desde lo más básico, hasta lo más complejo de este trabajo. Espero puedas lograr todo lo que te propongas, pues sos una gran persona y un Físico excepcional, a quien admiro. Es en gran parte, gracias a vos, que la Patria hoy cuenta con esta tecnología.

Agradecer a mi codirector, Dr. Diego Luna. Quien desde el inicio del trabajo me acompañó y me motivó día a día, cuando las cosas no salían. Que siempre ponderó mi conocimiento, intentando sacar adelante "la peineta" que nunca nos dejó a pie.

También quiero agradecer a los miembros del departamento de Óptica y Dimensional, por su colaboración y asistencia técnica. En especial a la Lic. Karina Bastida, quien confió en mí en el peor momento. Ella me devolvió al laboratorio, luego de los 2 años de exilio, obligado por las políticas de destrucción de la ciencia, llevadas a cabo por el gobierno durante el 2018 y que hoy, lamentablemente, vuelven a repetirse. Gracias Kary, espero no defraudarte.

Mi agradecimiento se extiende a mis compañeros de estudio y amigos por su apoyo constante y por hacer este proceso más llevadero. En particular a Alejandra, la compañera con la cual transité la mayor parte de la carrera y con la cual aprendimos a avanzar. Espero, algún día, verte recibida también.

Agradezco también, a los compañeros del INTI, que me bancaron cuando estuve despedido y que me honran al hacerme su delegado y su compañero de trabajo. A Gastón, con quien comparto todos los días la oficina y el laboratorio. A los compañeros del gremio, con quienes defendemos al INTI en la calle, frente a frente contra las fuerzas represivas y nunca corremos ni damos la espalda. Y a mi novia Yani, quien me impulsa, me da amor, a quien puedo confiarle todo y con quien puedo construir un futuro.

Finalmente, agradezco a mi familia por su comprensión y apoyo incondicional durante todo este tiempo. A mi padre, que tanto trabajó, junto a mi madre, para que nada me falte; a quien tanta mala sangre le causé y que no pudo verme recibido. A mi madre, quien siempre me exigió más y nunca me dejó conformarme. A mi hermano, mi ejemplo de la moral, del trabajo duro y del conocimiento. A mis sobrinas Violeta, Emilia y Helena, que han progresado tanto y tan rápido en sus vidas, que me hicieron avanzar también, para no quedarme atrás.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Peine de frecuencias	4
1.1.1. Generación de pulsos ultracortos	7
1.1.2. Láser Ti-Za	8
1.1.3. Generación del supercontinuo	15
1.2. Teoría de control	18
1.2.1. Lazo de enganche de fase (PLL)	19
1.3. Varianza de Allan	22
2. Montaje y desarrollo de los sistemas ópticos	24
2.1. Láser de Ti-Za	24
2.1.1. Titanio zafiro	26
2.1.2. Caracterización del régimen ML	29
2.1.3. Caracterización f_{rep}	33
2.2. Generación del supercontinuo	37
2.3. Interferómetro f-2f	41
3. Armado y caracterización de los sistemas de control	45
3.1. Lazo de control de la frecuencia de repetición	45
3.2. Lazo de control de la frecuencia cero	50
4. Estabilización en frecuencia de un OFC	56
4.1. Estabilización de f_{rep}	56
4.2. Estabilización de f_0	64
4.2.1. Limitaciones del lazo f_0	69
5. Conclusiones	71
6. Anexo	73
6.1. Medición de la cintura de haz pulsado	73
6.2. Detección f_0	74
6.3. Programas de control de instrumentos	75
6.3.1. Programa para medir frecuencia con el contador	76

6.3.2.	Programa para medir la traza del analizador de espectros	77
6.3.3.	Programa para medir con el osciloscopio 3 canales en simultaneo	80

Capítulo 1

Introducción

El Sistema Internacional de Unidades (SI) se compone de 7 unidades de base: el kelvin, el mol, la candela, el volt, el kilogramo, el metro y el segundo. El segundo (s) es la unidad de tiempo; de todas las unidades del SI, es la que se determina con la menor incertidumbre, llegando a nivel mundial $u_{rel} = 10^{-16}$ [1]. El segundo se define como la inversa de un hertz; que a su vez se lo define estableciendo el valor numérico fijo de la frecuencia de transición, entre niveles hiperfinos, del estado fundamental no perturbado del átomo ^{133}Cs , $\Delta\nu_{Cs}=9\,192\,631\,770\text{ Hz (s}^{-1}\text{)}$. Esta es una señal eléctrica de microondas que se genera mediante relojes atómicos de Cs. En la actualidad los relojes de Cs son la referencia de tiempo y frecuencia a escala mundial y es a partir de ellos se genera la escala de Tiempo Atómico Internacional (TAI). La escala de tiempo es una escala integrada, donde el dato primario es un intervalo temporal definido a partir de un fenómeno físico; su construcción se realiza estableciendo un origen y acumulando intervalos temporales sin tiempos muertos, ni interrupciones. La actual escala de tiempo mundial TAI, se obtiene por la acumulación de segundos atómicos.

Por otro lado, el metro (m) es la unidad de longitud y se lo define estableciendo el valor numérico fijo de la velocidad de la luz en el vacío $c = 299\,792\,458\text{ m/s}$ donde el segundo es definido en términos de la frecuencia del cesio $\Delta\nu_{Cs}$. A través de c puede obtenerse la relación de dispersión entre frecuencia y longitud de onda 1.1.

$$\lambda\nu = c \quad (1.1)$$

Si bien la definición del metro se establece en el vacío, la realización y materialización del metro se lleva a cabo mediante un interferómetro en condiciones atmosféricas de presión, temperatura y humedad propias del laboratorio [2]. Esto, cambia el índice de refracción ($n(\lambda, P, T, h)$) dando como resultado 1.2:

$$l = \frac{c}{n(\lambda, P, T, h)} \Delta t \quad (1.2)$$

Donde la longitud de onda $\lambda = \frac{c}{\nu}$, siendo ν la frecuencia de la luz. En el caso por ejemplo de un láser estabilizado de helio-neón (He-Ne), $\lambda \approx 633\text{ nm}$ y $\nu \approx 474\text{ THz}$. Entonces, para realizar el metro es necesario conocer con la menor incertidumbre posible λ , temperatura (T), presión (P) y humedad (h).

Además, todo instituto de metrología tiene la tarea de diseminar y dar trazabilidad a las unidades del SI. Para

realizar la disseminación en frecuencia, es necesario tener un láser patrón (referencia óptica) cuya radiación sea trazable al patrón de frecuencias (Cs). Luego, mediante métodos interferométricos (batidos en frecuencia), se pueden calibrar otros láseres, cerrando así la cadena de trazabilidad. A continuación, se esquematiza el experimento de batidos mediante el cual se realizan las calibraciones de láseres.

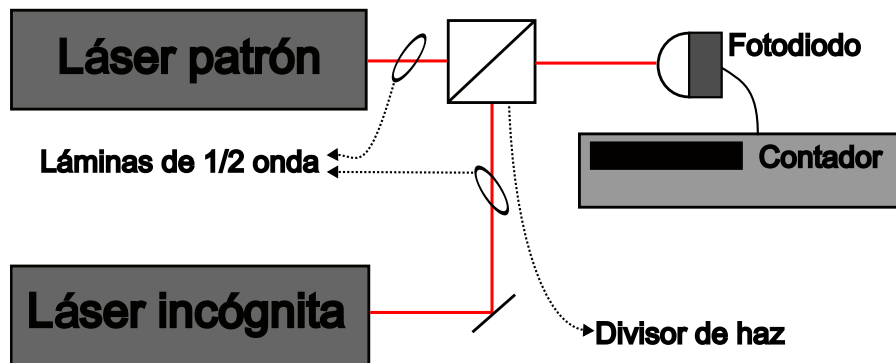


Figura 1.1: Esquema del experimento de batidos en frecuencia. El láser patrón y el incógnita se alinean espacialmente, pasando primero por laminas $\lambda/2$ para controlar ambas polarizaciones haciéndolas coincidir. Luego se combinan en un cubo divisor de haz polarizante. Finalmente esta radiación, que contiene el batido, es colectada por un fotodetector rápido que la convierte en una señal eléctrica que es adquirida por un frecuencímetro.

A lo largo de la historia, los relojes de cesio y los patrones ópticos fueron evolucionando y mejorando en exactitud. Al contar con relojes cada vez más exactos surgió la necesidad de vincular las referencias ópticas a los patrones de microondas. A continuación, se presenta un gráfico de cómo fueron progresando los relojes de Cs y los patrones ópticos a lo largo de los años.

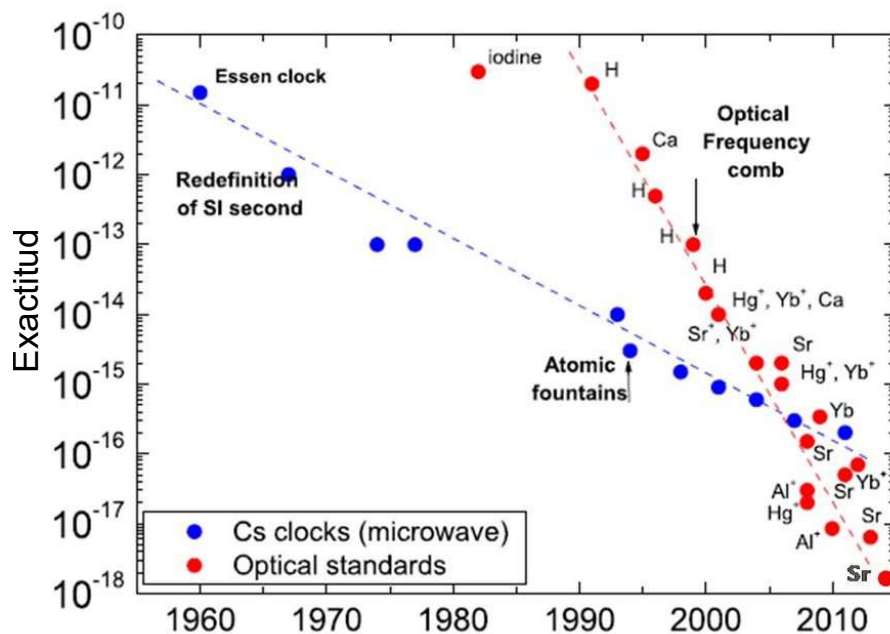


Figura 1.2: Gráfico de la exactitud de relojes de Cs en azul y de los patrones ópticos en rojo, a lo largo de los años [3].

Se observa cómo la exactitud de los relojes de Cs aumenta desde partes por 10^{-11} en 1960 hasta llegar a partes por 10^{-16} en 2010. En cuanto a los patrones ópticos comienzan en partes por 10^{-11} en 1980 hasta llegar a partes por 10^{-18} en 2010. Estas dos tendencias muestran que desde 1960 al 2005 la exactitud de los relojes de Cs, era mayor que la de los patrones ópticos. Por lo tanto, era deseable poder referenciar estos patrones ópticos al Cs

(calibración de láseres). Luego del 2005, los patrones ópticos demostraron tener una mayor exactitud que los estándares de microondas y surgió la necesidad de referenciar la emisión de microondas del Cs a una frecuencia óptica, así como también, de referenciar la radiación de otros láseres de menor exactitud.

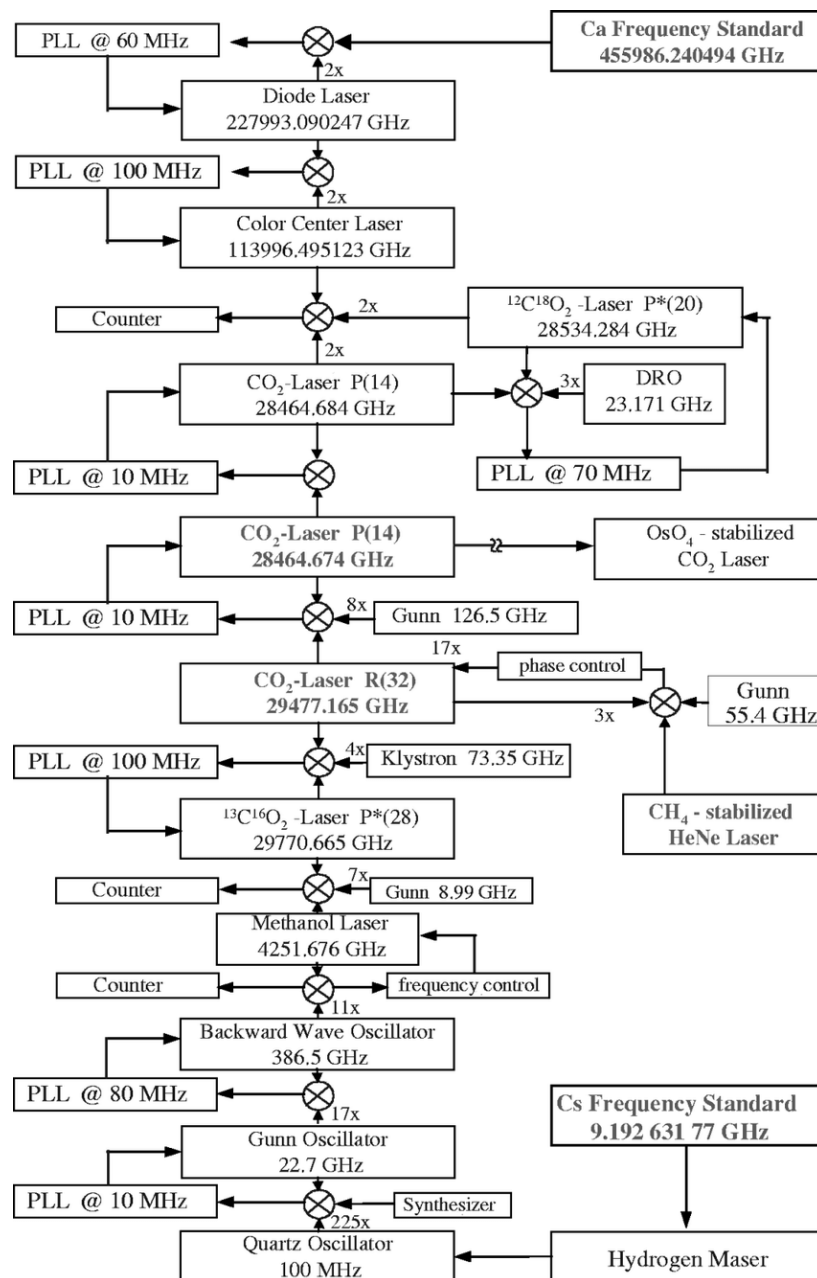


Figura 1.3: Cadena de RF del PTB que vinculaba la emisión de 9.2 GHz del Cs al los 456 THz de la referencia óptica del calcio [4].

tiene la capacidad de vincular frecuencias ópticas con microondas y viceversa, garantizando el traslado de la incertidumbre relativa del Cs al láser y minimizando la electrónica necesaria.

A nivel nacional en el INTI, contamos con 3 relojes comerciales de cesio Microsemi 5071A, con los cuales se realiza el segundo, cuya incertidumbre relativa es $u_{rel} < 10^{-11}$ y su señal es de 10 MHz [6]. Por otra parte, el metro a nivel nacional se realiza mediante la emisión radiativa de un láser He-Ne estabilizado por celda de yodo, con una incertidumbre relativa $u_{rel} = 5.10^{-11}$ [7]. Teniendo en cuenta que, por un lado tenemos el patrón de frecuencia (10^7 Hz) que nos entrega el Cs y por otro una frecuencia óptica ($4.74.10^{14}$ Hz) que emite un láser estabilizado, es deseable poder referenciar esta frecuencia óptica a la frecuencia del Cs y de esta manera, poder calibrar nuestros propios láseres con trazabilidad al patrón nacional de frecuencia.

Otra motivación radica en poder prepararnos para la futura redefinición del segundo. Teniendo en cuenta la mejor exactitud y estabilidad de los relojes ópticos, el BIPM evalúa realizar una redefinición del segundo basado en la frecuencia de emisión de estos relojes. Por lo tanto, será necesario comparar los relojes ópticos con los relojes atómicos actuales. También un OFC, permite contar con patrones ópticos en un amplio espectro de frecuencias. Los OFC, tienen un abanico espectral de emisión en distintos rangos, como se ve en la figura 1.4.

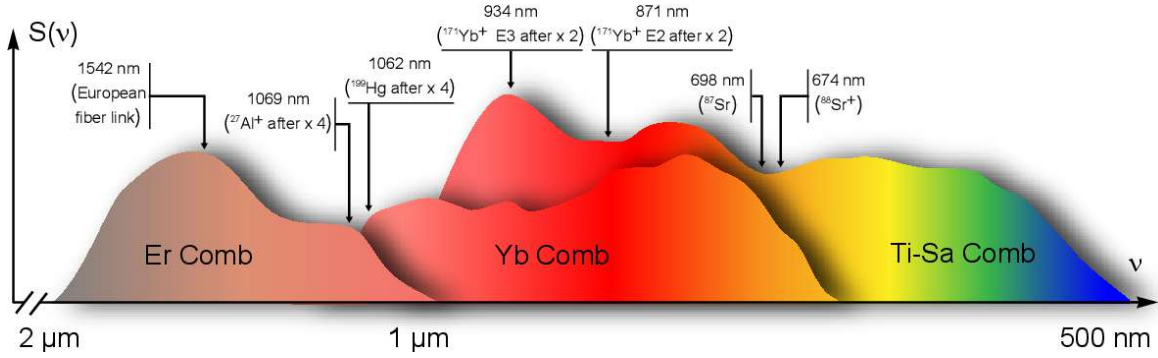


Figura 1.4: Espectros de emisión de 3 peines distintos: Erblio, Iterbio y Titanio-Zafiro. Se muestran también las longitudes de onda de las referencias ópticas características [8].

En la figura, se observan los rangos de emisión de los peines más utilizados en la actualidad. Donde se encuentran los OFC utilizados para telecomunicaciones (Er), que van entre 1 100-2 200 nm, solapándose con la ventana de transmisión en fibra, que se encuentra en los 1 550 nm [9]. Luego, se ven los OFC de iterbio, cuya emisión va desde el infrarrojo cercano llegando al visible (1 200-650 nm) y por último, los OFC de Titanio-Zafiro (Ti-Za), con un espectro en 1 100-500 nm. Este último, es el OFC en base al cual se realizó este trabajo.

1.1. Peine de frecuencias

Un OFC se compone de un láser pulsado y de una fibra microestructurada, mediante la cual se obtiene la emisión de una octava en el espacio de frecuencias. Por su naturaleza pulsada los OFC cuentan con un espectro de emisión que consiste en una serie de modos (frecuencias ópticas) equiespaciados en la frecuencia de repetición de los pulsos. Esto permite establecer un vínculo entre frecuencias microondas y frecuencias ópticas.

En la figura 1.5 se observa el esquema del peine en el plano temporal (arriba) y de frecuencias (abajo). El tiempo de repetición (τ_{rep}) está dado, por la separación temporal entre los pulsos de luz láser que se usan en el experimento. En el espacio de frecuencias f_{rep} es la separación entre las componentes del peine. El espectro

de un OFC cuenta además con una frecuencia cero (f_0), que es consecuencia del desfase entre los distintos modos que forman el pulso, generando en el plano temporal un corrimiento entre la portadora y la envolvente (τ_0). Dicho corrimiento se acumula entre pulso y pulso, y en el espacio de frecuencias genera un desplazamiento de las componentes espectrales respecto al origen [10].

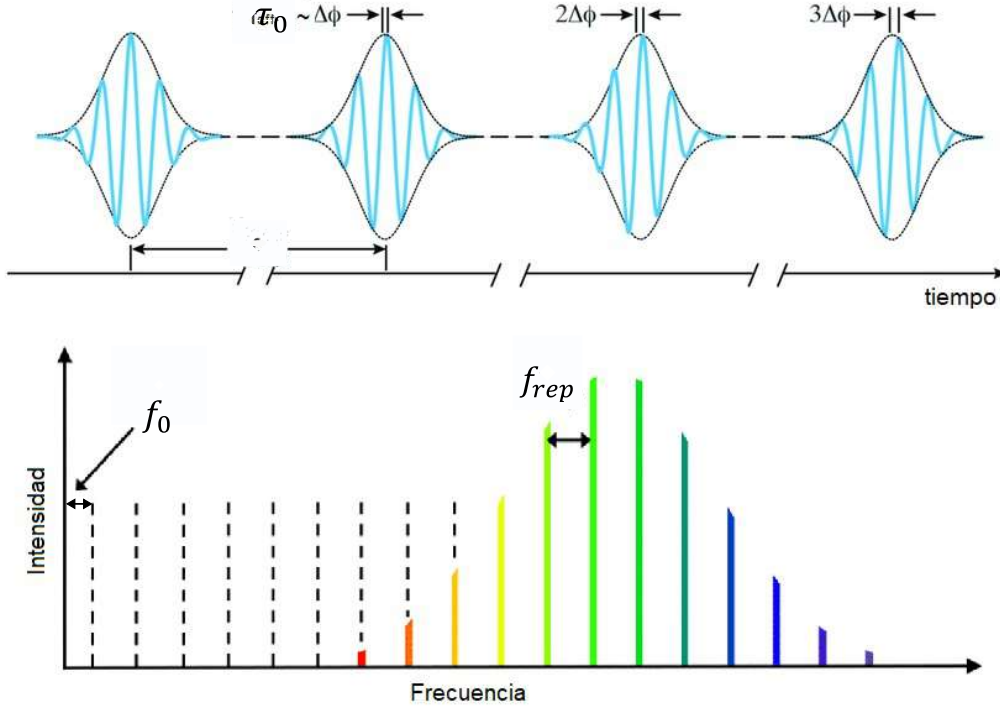


Figura 1.5: Representación de la emisión pulsada en función del tiempo y su correlato en el espacio de frecuencias. Se observa la relación entre la separación temporal de pulsos y la separación espectral de componentes y la relación entre el desfase de la portadora y el origen de las componentes [11].

Los modos de emisión se describen con la llamada ecuación del peine, que se presenta a continuación:

$$f_n = n f_{rep} + f_0 \quad (1.3)$$

Donde sus dos parámetros principales son: f_{rep} y f_0 , los dos se encuentran en el espectro de las radio frecuencias donde para frecuencias ópticas el número n es un entero del orden $5 \cdot 10^5$. En nuestro caso, f_n es una frecuencia óptica, f_{rep} es del orden de 1 GHz y f_0 del orden de los cientos de MHz. Aquí, ya hay un vínculo entre las microondas y los terahertz. La idea, para que ese vínculo sea estable, es poder controlar los 2 grados de libertad del peine, f_{rep} y f_0 .

A partir de amarrar en fase f_{rep} y f_0 a una referencia de RF como son los relojes de Cs, un OFC funciona como un sintetizador de frecuencias óptico. En este sentido lo que ocurre es una multiplicación de la frecuencia de referencia hacia el espectro óptico, manteniendo la estabilidad relativa de la referencia de RF. Además, la coherencia que existe entre los modos de oscilación, hace que se mantenga esta estabilidad relativa a lo largo del espectro. En la figura 1.6, se muestra una imagen esquemática del OFC como sintetizador óptico, donde las RF están vinculadas con las ópticas a través de dos engranajes los cuales representan ambas frecuencias del OFC, f_{rep} y f_0 .

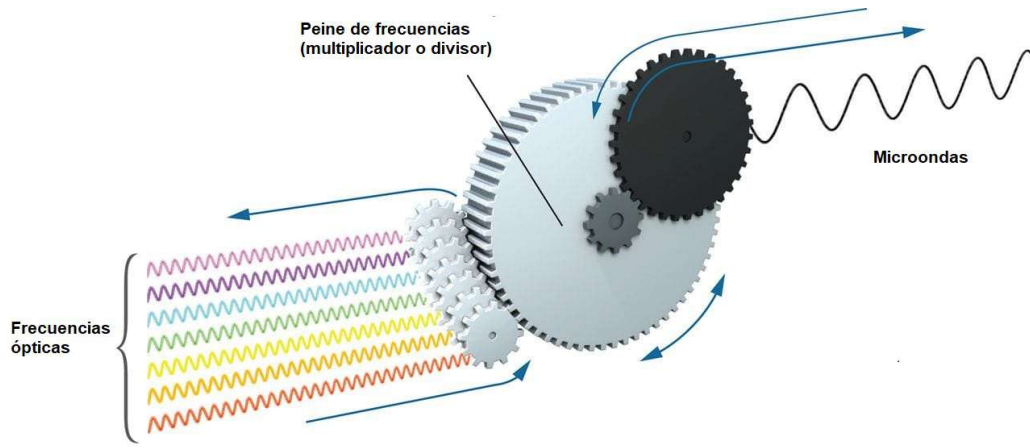


Figura 1.6: Analogía de funcionamiento de un OFC. Puede verse como las frecuencias microondas, mediante los engranajes, son multiplicadas y transformadas en frecuencias ópticas. También los engranajes pueden funcionar en la otra dirección, ingresar frecuencias ópticas que son divididas y transformadas en microondas. Además, pueden realizarse transiciones entre las distintas frecuencias ópticas del espectro del peine [12].

Los usos de un OFC son variados y entre ellos se encuentran:

- La medición absoluta de espectros de emisión y la determinación precisa de la estabilidad de los láseres. Estas capacidades permiten garantizar trazabilidad en frecuencia, lo que es fundamental para asegurar la exactitud y confiabilidad en diversas áreas de la ciencia y la tecnología, como lo es la metrología dimensional.
- La comparación entre relojes de cesio (Cs) y patrones ópticos es una aplicación crucial de los peines de frecuencias. Esta técnica permite vincular los relojes atómicos tradicionales con los nuevos estándares ópticos, proporcionando una precisión sin precedentes en la medición del tiempo (metrología de tiempo y frecuencia). Este avance es esencial para mejorar la exactitud de los sistemas de cronometraje, que tienen un impacto directo en áreas como la navegación por satélite, las telecomunicaciones y la investigación científica avanzada.
- La espectroscopía molecular con peines de frecuencias es una herramienta clave en la investigación de estructuras y dinámicas moleculares. Al proporcionar una resolución extremadamente alta y mediciones precisas en un amplio rango espectral, permite identificar y analizar moléculas con una gran exactitud. Esta técnica es fundamental en áreas como la química, la física y la biología, facilitando avances en el estudio de reacciones químicas, el desarrollo de nuevos materiales y la comprensión de procesos biológicos complejos.
- La espectroscopía astronómica con peines de frecuencias ha reinventado la capacidad para medir y analizar la luz de objetos celestes. Al permitir la detección de cambios extremadamente pequeños en la frecuencia de la luz, esta técnica es clave para descubrir exoplanetas, estudiar la expansión del universo y analizar la composición de estrellas y galaxias distantes.

El objetivo del presente trabajo de investigación es el desarrollo de un OFC basado en un láser Mode Locking (ML) Ti-Za de femtosegundos y la estabilización de sus parámetros característicos. Para esto último es necesaria la detección de f_{rep} y f_0 , realizar un estudio de sus características y luego hacer un amarre de cada una de ellas a la referencia nacional de frecuencia, el reloj de Cs.

1.1.1. Generación de pulsos ultracortos

A lo largo de esta sección se describen los procesos físicos involucrados para la conformación de este tipo de pulsos. Los pulsos pueden ser cortos de unos pocos picosegundos o ultracortos en el orden de los femtosegundos. Para generar los primeros se utiliza la técnica Q-Switch. Esta técnica se basa en introducir un obturador en la cavidad que module la salida de la radiación láser. El obturador puede ser por ejemplo, un cristal que varíe su opacidad según una señal armónica, esto permite tener una emisión pulsada.

Para generar pulsos ultracortos se utiliza el sistema Mode-Lock. En un láser de funcionamiento continuo (CW), varios modos oscilan en la cavidad sin relación fija de fase entre ellos. En el dominio espectral, la radiación consiste en un conjunto de componentes discretas equiespaciadas por $\Delta\nu_{cavidad} = c/2L$, donde L es el largo de la cavidad. Cada modo oscila de forma independiente, sin una relación de fase entre ellos. Sin embargo, si mediante un mecanismo (Mode-Lock), se fuerza a que haya una relación de fase fija entre modos, la emisión láser en función del tiempo sería completamente distinta. En la siguiente figura, se esquematiza este fenómeno.

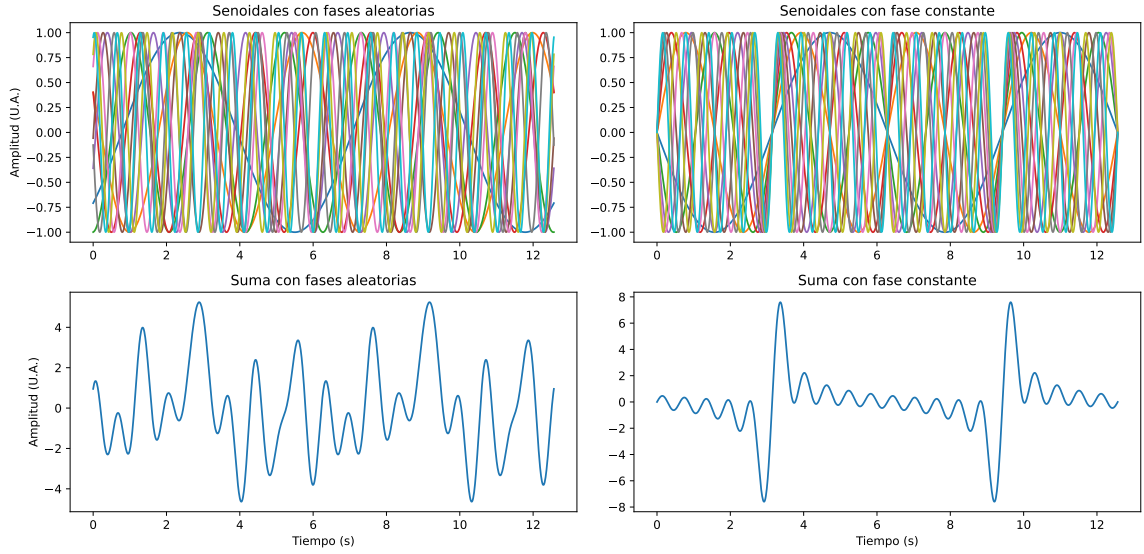


Figura 1.7: Arriba, el primer gráfico muestra 10 distintos modos oscilando con fases aleatorias entre ellos. El segundo gráfico, muestra los mismos modos pero con una relación de fase fija entre ellos. Abajo, se muestra la suma de esos modos en ambos casos.

Se observa como en el primer caso, en donde no hay relación de fase entre modos la amplitud resultante de la suma varía de forma aleatoria. Sin embargo, cuando se fijan las fases entre los distintos modos, la suma da como resultado pulsos bien definidos a lo largo del tiempo. El acoplamiento de modos por ML permite implementar técnicas para generar pulsos ultracortos (del orden de los femtosegundos). En función de poder entender cómo son las propiedades de la emisión ML, conviene escribir el campo multimodo en función del tiempo como:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n e^{i(\omega_n)t + \Phi_n} \quad (1.4)$$

Donde la suma se extiende sobre los N modos, Φ_n es la fase del modo n-ésimo. Esta fase en un láser CW, varía al azar con n y con el tiempo. Si los modos tienen todos la misma amplitud $E_n = E_0$ y además están oscilando con una fase aleatoria entonces la intensidad está dada por:

$$I(t) = |E(t)|^2 = E_0^2 \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t + \Phi_n)} e^{-i(\omega_n t + \Phi_n)} = N E_0^2 \quad (1.5)$$

Si ahora forzamos la condición de ML con $\Phi_n = \Phi_0$ para todo n, la expresión 1.4 queda:

$$E(t) = E_0 e^{i\Phi_0} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\omega_n t)} \quad (1.6)$$

Definiendo $\omega_n = \omega_{N-1} - n\Delta\omega$ donde $\Delta\omega$ es la separación entre modos $\Delta\omega = \pi c/\eta L$, con η el índice de refracción, tenemos:

$$E(t) = E_0 e^{i(\Phi_0 + \omega_{N-1} t)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in\Delta\omega t} \quad (1.7)$$

Donde la sumatoria es un serie geométrica que converge a: $\frac{1-e^{-iN\Delta\omega t}}{1-e^{-i\Delta\omega t}}$. La intensidad queda:

$$I(t) = E_0^2 \frac{\text{sen}^2(N\Delta\omega t/2)}{\text{sen}^2(\Delta\omega t/2)} \quad (1.8)$$

La intensidad tiene la forma de un tren de pulsos, con un período $T=2\pi/\Delta\omega = 2\eta L/c$, que es el tiempo de tránsito de ida y vuelta de la cavidad (RTT round trip time) [13]. Obteniendo una frecuencia de repetición $f_{rep} = 1/T$.

La intensidad máxima en este caso se obtiene en el límite $\Delta\omega t/2 \rightarrow 0$ quedando:

$$I(t)_{max} = E_0^2 N^2 \quad (1.9)$$

El ancho temporal de los pulsos, que se define como el tiempo desde el máximo al primer cero es $\tau = T/N$, donde el número de modos puede estimarse como:

$$N \cong \frac{1}{\tau f_{rep}} \quad (1.10)$$

Teniendo en cuenta que, la única relación general entre frecuencia y tiempo esta dada por $\Delta\nu\Delta t \geq K$ y siendo K del orden de la unidad, el pulso mas corto que puede obtenerse, es un pulso limitado por transformada de Fourier y su duración es:

$$\tau = K/\Delta\nu_{pulso} \cong 1/\Delta\nu_{pulso} \quad (1.11)$$

1.1.2. Láser Ti-Za

En el presente trabajo se utiliza un láser ML Ti-Za para la generación de un peine de frecuencias. Este tipo de sistema, cuenta con una emisión alrededor de 800 nm y generan pulsos limitados por transformada de 30 femtosegundos (fs). Un láser se conforma de tres partes esenciales: un sistema de bombeo, un medio con ganancia

y una cavidad óptica. En este trabajo se utiliza un láser de bombeo con una emisión en 532 nm, alineado y enfocado en una cavidad óptica tipo moño, cuyo medio de ganancia es un cristal no lineal de titanio zafiro.

A lo largo de la siguiente subsección, procedemos a describir los fenómenos físicos involucrados en la conformación de los pulsos ultracortos.

Espectros de absorción y de emisión del titanio

El cristal Ti-Za, cuenta con varias propiedades importantes para la generación de pulsos ultracortos. En principio el zafiro brinda la estructura cristalina que es dopada con los iones de titanio. Además sirve de disipador térmico. El titanio es el dopante que tiene su espectro de absorción centrada alrededor de los 500 nm y su campana de emisión, alrededor de los 800 nm, con un ancho en longitudes de onda de $\Delta\lambda_{\text{titanio}} = 400$ nm, como podemos ver en la figura 1.8.

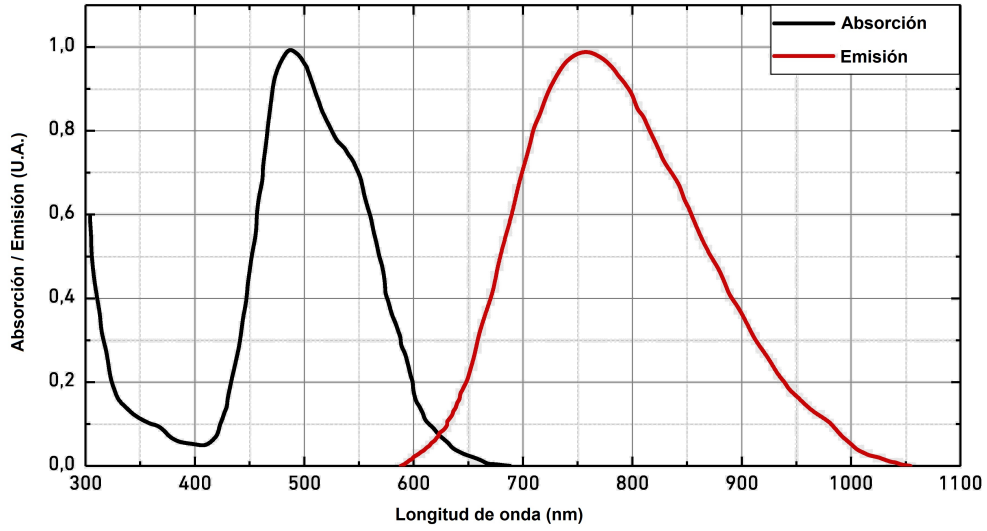


Figura 1.8: Espectro de absorción en negro y de emisión en rojo, del titanio [14].

En función de las bandas de absorción y emisión del titanio y teniendo en cuenta la proliferación de gran variedad de láseres en el mercado, cuya emisión se encuentra en los 532 nm, como son los Nd:Yag, se optó por usar este tipo de láser para el bombeo del cristal Ti-Za. El espectro de emisión del láser $\epsilon_{\text{Ti-Za}}$ es la convolución entre 3 espectros:

- El ancho espectral de la campana de emisión ($\Delta\epsilon_{\text{titanio}}=216$ (THz)) del titanio.
- El ancho espectral de las pérdidas-ganancias de la cavidad.
- El ancho espectral del Fabry-Pérot de la cavidad

$$\epsilon_{\text{Ti-Za}} = f(\Delta\epsilon_{\text{titanio}}) * g(\Delta\epsilon_{\text{perdida-ganancia}}) * h(\Delta\epsilon_{\text{Fabry-Pérot}}) \quad (1.12)$$

Niveles de energía del titanio

A nivel cuántico, el titanio actúa como un medio activo de cuatro niveles en el contexto de la física del láser. En este modelo, los electrones del titanio pueden ocupar cuatro estados de energía distintos. La transición entre

estos niveles permite la absorción y emisión de fotones, lo que es fundamental para la generación de luz láser. El comportamiento de cuatro niveles facilita la inversión de población necesaria para la operación eficiente del láser. A continuación se presenta el diagrama de niveles del titanio.

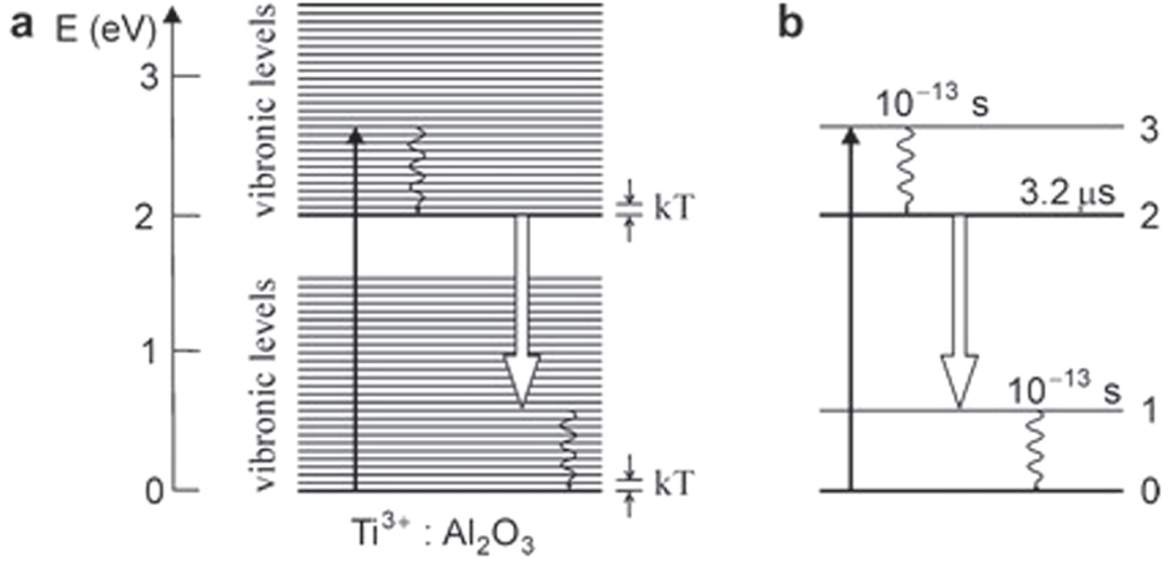


Figura 1.9: Esquema de niveles del titanio. A izquierda, se ve la separación entre niveles vibracionales y ópticos. A la derecha, el tiempo de decaimiento entre niveles [15].

Como es sabido, para obtener emisión láser es necesario generar inversión de población en el medio activo. En este caso la inversión de población se produce cuando los electrones son promovidos, mediante el bombeo, desde el nivel 0 al 3 luego se produce una relajación vibracional en un tiempo de aproximadamente 100 fs al nivel 2, en donde se acumulan, pues el tiempo de decaimiento 2-1 es 3,2 μs, 7 ordenes de magnitud mayor que los otros y la emisión radiativa se da en el decaimiento del 2 al 1. Por último, se produce una relajación vibracional del 1 al 0 cuyo tiempo de vida es 100 fs.

Efecto Kerr óptico

La otra condición para la emisión láser, es la saturación del nivel excitado. Esto se logra gracias al efecto Kerr óptico que se produce dentro del cristal Ti-Za. Cuando sobre el cristal, se incide un campo electromagnético $\vec{E} = \frac{1}{2}[E_0 e^{ikz - \omega t} + c.c]\hat{z}$, éste se polariza. La polarización tiene una parte lineal ($P_l \propto \chi^{(1)}\vec{E}$) y una parte no lineal ($P_{nl} \propto \chi^{(2)}\vec{E}^2 + \chi^{(3)}\vec{E}^3$). De las ecuaciones de Maxwell tenemos:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_l + \vec{P}_{nl} \quad (1.13)$$

El Ti-Za, es un cristal centro-simétrico, lo que implica que el coeficiente de susceptibilidad eléctrica $\chi^{(2)} = 0$, quedando solo la polarización no lineal a tercer orden:

$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_0|^2 \vec{E}) \quad (1.14)$$

Siendo el vector de desplazamiento eléctrico:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} (1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_0|^2) = \epsilon_0 \vec{E} n^2 \quad (1.15)$$

Si $\chi^{(3)} \ll 1$, entonces n se puede aproximar por:

$$n \approx n_0 + n_2 I \quad (1.16)$$

Donde $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ y $n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0^3\epsilon_0 c}$. El efecto Kerr óptico, genera un cambio en el índice de refracción que depende de la intensidad del haz, como puede verse en la ecuación 1.16. Donde n_2 , es el índice de refracción no lineal de 3er orden e I es la intensidad del haz.

Al ser un haz tipo secante hiperbólica espacialmente, la intensidad en el centro del spot es mayor que en los bordes, esto genera una lente de Kerr dentro del cristal que enfoca el haz, aumentando la intensidad por unidad de área y saturando de esta forma el nivel excitado. Este mecanismo, se balancea con el desenfoque causado por el límite de difracción y entre ambos generan un autoenfoque de la luz pulsada, como se esquematiza en la figura 1.10.

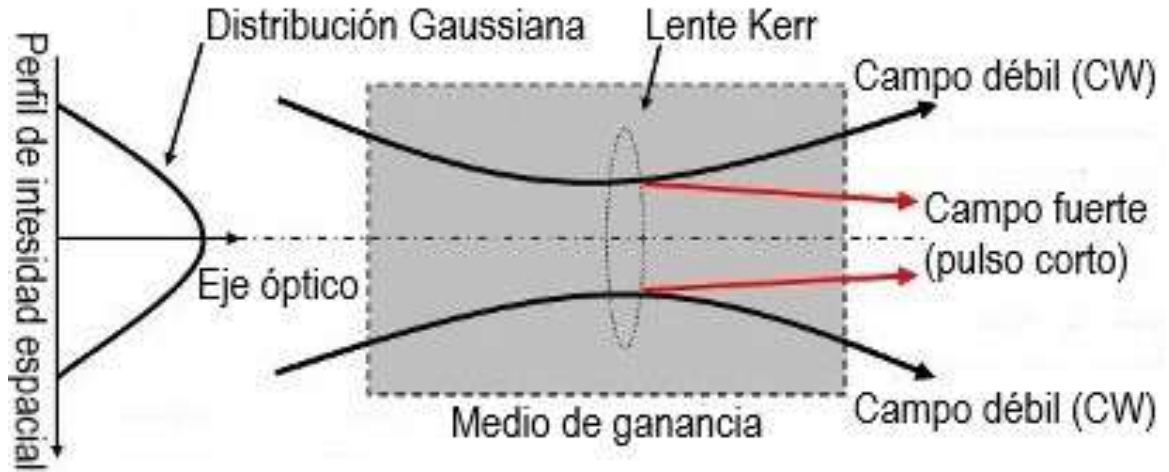


Figura 1.10: Esquema del autoenfoque causado por la lente de Kerr. El perfil tipo gaussiano del haz, genera una lente virtual que enfoca los campos con altas intensidades (haz pulsado), mientras que los campos menos intensos (CW), no experimentan este efecto [16].

Este fenómeno de autoenfoque, no ocurre con un campo CW dado que es mucho menos intenso que el campo pulsado. Por lo tanto puede ser filtrado mediante un pin-hole en la cavidad, o con espejos cóncavos que desvían el haz CW fuera del camino óptico.

Dispersión de velocidad de grupo

Haciendo una recopilación de las condiciones de emisión láser, tenemos: bombeo en el rango de absorción del Ti-Za, inversión de población, saturación del nivel excitado, emisión en un amplio rango de longitudes de onda y una gran cantidad de modos oscilando en la cavidad. Solo falta forzar que estos modos estén en fase, para que ocurra la emisión pulsada.

Dichos pulsos, tienen un amplio ancho espectral (en nuestro caso $\Delta\nu_{total} \sim 12\text{THz}$). Los modos que viajan en la cavidad, al ser ondas de diferentes frecuencias, se desfasan unas con otras, ya que el índice de refracción depende

de ω . Esto se llama dispersión de velocidad de grupo o GVD:

$$\text{GVD}(\omega_0) = \left(\frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} \quad (1.17)$$

Donde ω_0 , es la frecuencia media del pulso. Este desfase o chirpeo entre los diferentes modos, puede calcularse como:

$$\text{Chirp} = d \cdot \text{GVD} \cdot \Delta\omega \quad (1.18)$$

Donde d , es el espesor del material y la GVD puede ser positiva o negativa. Este efecto genera un ensanchamiento temporal del pulso, que aumenta a medida que el pulso recorre el camino óptico degradando la emisión ML.

Para evitar este chirpeo, pueden usarse: un arreglo de prismas [17] o redes de difracción, que al rotar en cierto ángulo permiten modificar el camino óptico según la longitud de onda incidente compensando el desfase. También pueden utilizarse espejos compresores, que cuentan con distintas capas cuya reflectividad depende de la longitud de onda y pueden corregir el chirpeo por cantidad de rebotes. En este experimento, la cavidad Ti-Za cuenta con un par de espejos compresores que generan una GVD negativa, compensando el desfase entre modos por el viaje del pulso en la cavidad. Su funcionamiento se esquematiza en la figura 1.11.

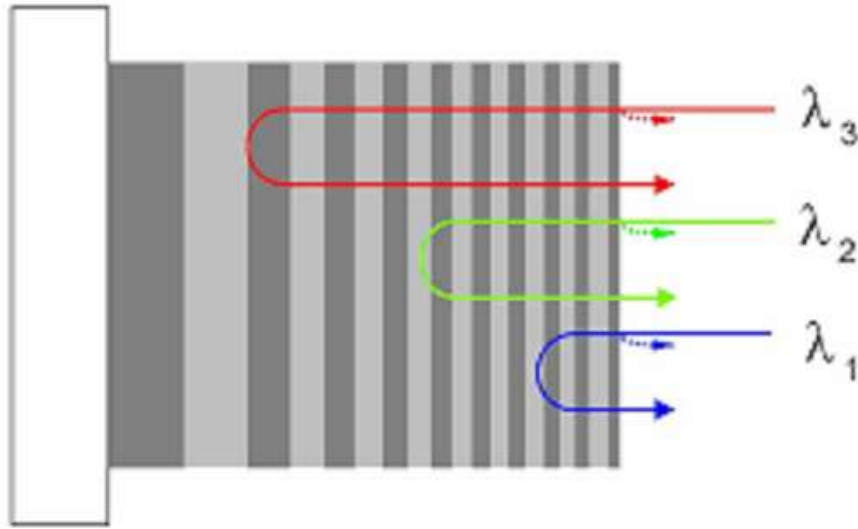


Figura 1.11: Esquema de funcionamiento de los espejos compresores. Se ve cómo las distintas longitudes de onda, son reflejadas en distintas capas del espejo, las de menor λ mas superficiales, y las de mayor λ mas profundas, compensando así el GVD inicial [18].

Gracias a estos espejos, los modos viajan a través de la cavidad en fase generando la emisión ML.

Automodulación de fase

Por otro lado, la automodulación de fase o SPM es el correlato temporal del efecto Kerr óptico. Este efecto, genera un desfase $\Delta\phi$ entre los modos que conforman el pulso, que depende de la intensidad como vemos en la ecuación 1.19.

$$\Delta\phi = -k_0 n_2 I L \quad (1.19)$$

Donde L , es la longitud recorrida dentro del cristal. Luego, la frecuencia instantánea de la portadora, cambia en función de la derivada temporal de la intensidad I . Al ser un pulso cuya distribución de intensidades es del tipo secante hiperbólica, tanto espacial como temporalmente, tenemos un corrimiento en frecuencia como se muestra en la figura 1.12. Y la frecuencia viene dada por:

$$\omega = \omega_0 - k_0 L n_2 dI/dt \quad (1.20)$$

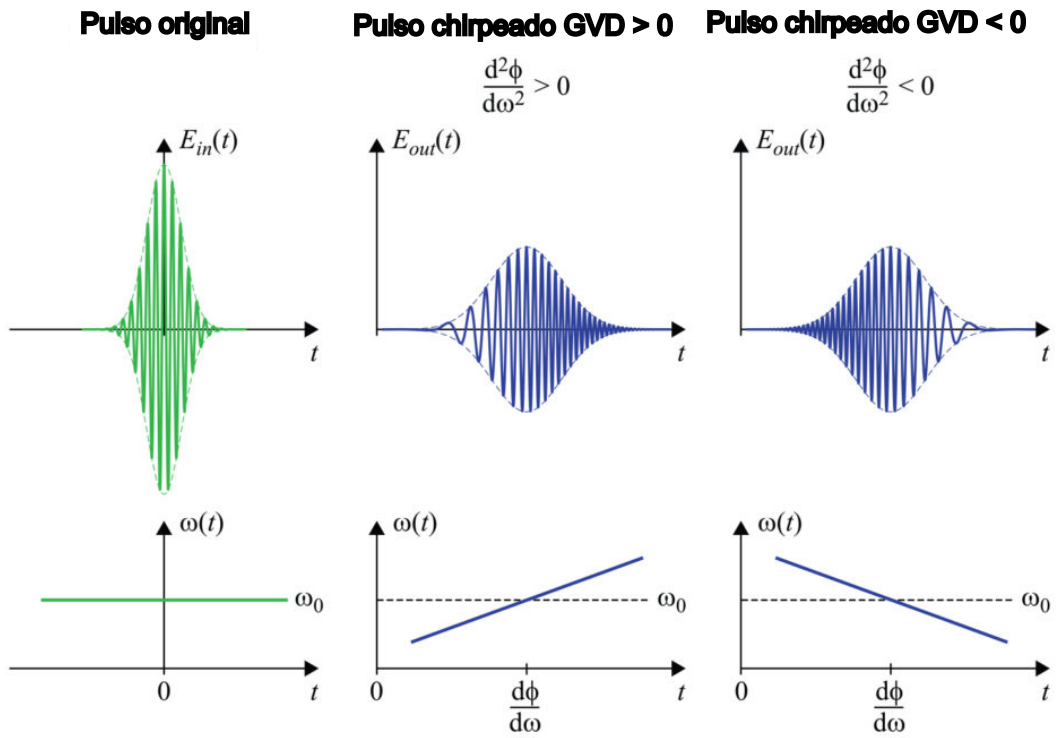


Figura 1.12: Automodulación de fase. El pulso se comprime o se dilata en frecuencia según el signo de la GVD [19].

Por lo tanto, si se controla la intensidad, puede controlarse $\Delta\omega$, que es proporcional a $\Delta\phi$, que según el esquema 1.5, es proporcional a τ_0 e inversamente proporcional a f_0 .

Solitón temporal

Un pulso que viaja a lo largo de un medio no lineal sin deformarse temporalmente se llama solitón temporal. Hay dos efectos que se balancean para lograr esta propagación uno es la dispersión lineal en el medio, que genera una dispersión de velocidad de grupo o GVD positiva y el otro es la automodulación de fase o SPM que genera una GVD negativa, la cancelación entre ambas generan que cada modo que conforma el pulso, mantenga su relación de fase con los otros. La ecuación que rige este fenómeno, es la ecuación de Schrödinger no lineal que

se muestra a continuación:

$$i \frac{d\phi}{dz} - \frac{\beta}{2} \frac{d^2\phi}{dt^2} + \gamma(\omega) |\phi|^2 \phi = 0 \quad (1.21)$$

Donde $\phi(t, z)$ es el potencial del campo y z es la dirección de propagación del pulso en el medio, β es el coeficiente de dispersión lineal y $\gamma(\omega)$ es el coeficiente no lineal. Cuando el segundo término y el tercero se cancelan $\frac{d\phi}{dz} = 0$, esto implica que ϕ es constante a lo largo de la dirección de propagación del pulso. Este balance puede verse en la figura 1.13.

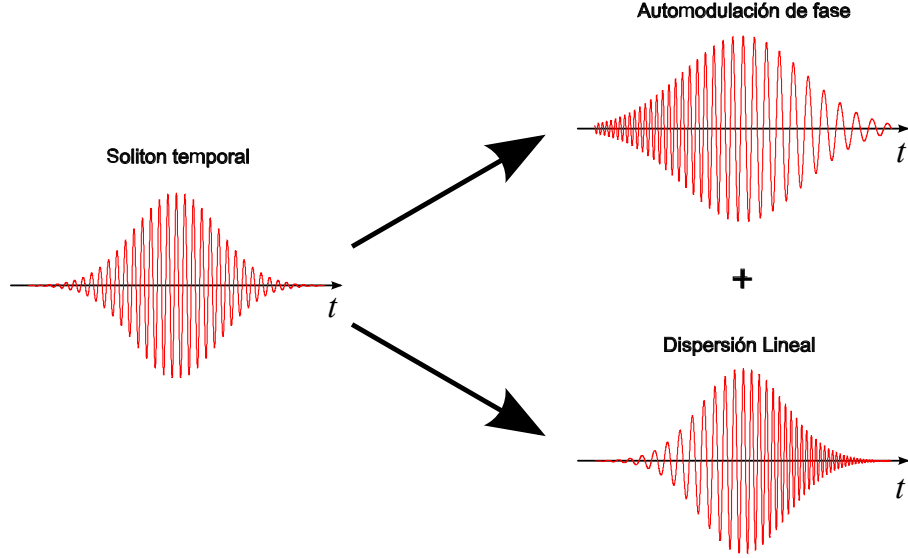


Figura 1.13: Solitón temporal. A la izquierda, se ve el pulso sin deformación. A la derecha, el balance entre los efectos lineales y los no lineales [20].

La solución normalizada a esta ecuación y que describe la envolvente del pulso es [20]:

$$\phi(\tau, \zeta) = \text{sech}(\tau) e^{i\zeta/2} \quad (1.22)$$

Donde $\tau = \frac{t}{t_0}$ y $\zeta = \frac{z}{L_d}$, siendo t_0 la duración del pulso y $L_d = \frac{t_0^2}{|\beta|}$ la longitud de dispersión.

1.1.3. Generación del supercontinuo

Una de las partes constitutivas de un peine de frecuencias es un dispositivo no lineal capaz de extender el espectro de emisión hasta cubrir una octava en frecuencias. Una octava significa tener en un mismo espectro una frecuencia y el doble de esa frecuencia. En tal sentido, se utilizan fibras ópticas no lineales (Photonic Cristal Fibers, PCF). Los cristales fotónicos se utilizaron por primera vez en 1996 en la universidad de Southampton, Inglaterra [21], para crear guías de ondas que funcionen mediante el fenómeno de reflexiones de Bragg, en vez de reflexión total interna.

Fibra de cristal fotónico

Las PCF son fibras ópticas que tienen una micro estructura interna y un núcleo de unos pocos micrometros de diámetro. Esta estructura les aporta un alto índice de refracción no lineal $n_2 \sim 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ en comparación con la fibras ópticas comunes, cuyo $n_2 \sim 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Dicha propiedad, en combinación con la fluencia de pico de los pulsos ultracortos (fluencias típicas para láseres Ti-Za $\Phi = 1 \text{ MW}/\text{cm}^2$), que enfocados en el núcleo, da $\Phi \sim 1 \text{ TW}/\text{cm}^2$, generan efectos no lineales de segundo y tercer orden, que redistribuyen la energía del pulso y lo ensanchan formando un espectro supercontinuo, como se observa en la figura 1.14.

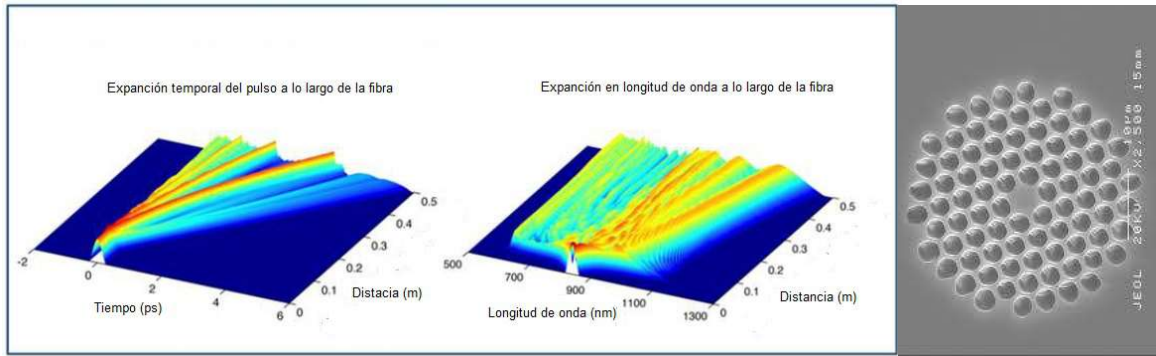


Figura 1.14: A la izquierda, se ve una simulación numérica del ensanchamiento temporal y espectral del pulso dentro de la fibra [22]. A la derecha, se observa una sección de la fibra PCF [23].

Se puede apreciar a la izquierda, una generación de radiación supercontinua (expansión espectral) en los primeros cm de la fibra y una expansión temporal a distancias más grandes. A la derecha, puede verse una sección de la fibra de forma hexagonal cuyo centro es un núcleo con un diámetro en el orden de los pocos micrometros sólido que está rodeado por un revestimiento (cladding), formado de espacios vacíos como las celdas de un panel. En la figura siguiente 1.15, se muestra el espectro de salida de una fibra PCF reflejada en una red de difracción.

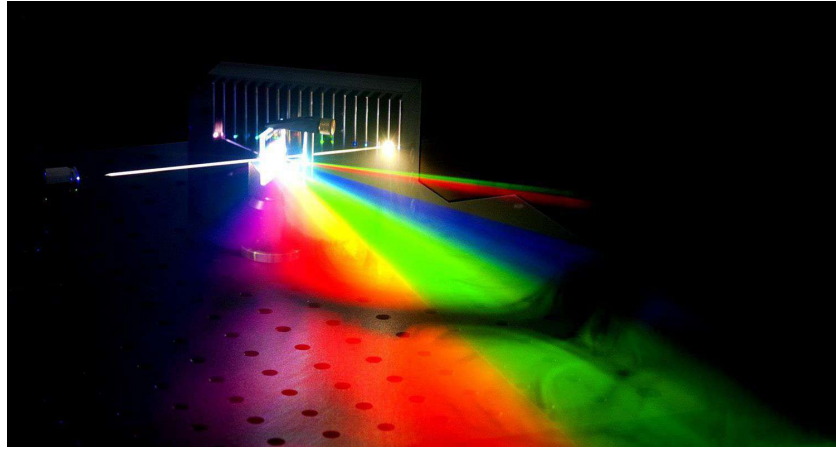


Figura 1.15: Espectro de salida de una fibra PCF reflejada en una red de difracción [24].

Interferómetro f-2f y detección de f_{rep} y f_0

La posibilidad de extender el espectro de emisión de un peine mediante una fibra PCF permitió la detección de f_0 . Este era un problema que históricamente no se había podido resolver. Si bien los láseres de femtosegundos se crearon en 1981, y se podía medir su frecuencia f_{rep} montando un fotodiodo rápido a la salida del láser, f_0 siguió siendo una incógnita. Luego en 2005, a Roy Glauber (Harvard), John Hall (NIST) y Theodor Hänsch (Max-Planck-Institute for Quantum Optics) se les ocurrió la idea de utilizar una PCF para extender el espectro de emisión de un láser de femtosegundo, y mediante un interferómetro f-2f detectar f_0 .

Para poder realizar la detección de f_0 , es necesario tener una octava en frecuencia. Esto implica tener una frecuencia y el doble de esa frecuencia en el mismo espectro. Teniendo estas dos frecuencias y mediante un interferómetro f-2f, se batan ambas para obtener f_0 como se ve en el esquema 1.16.

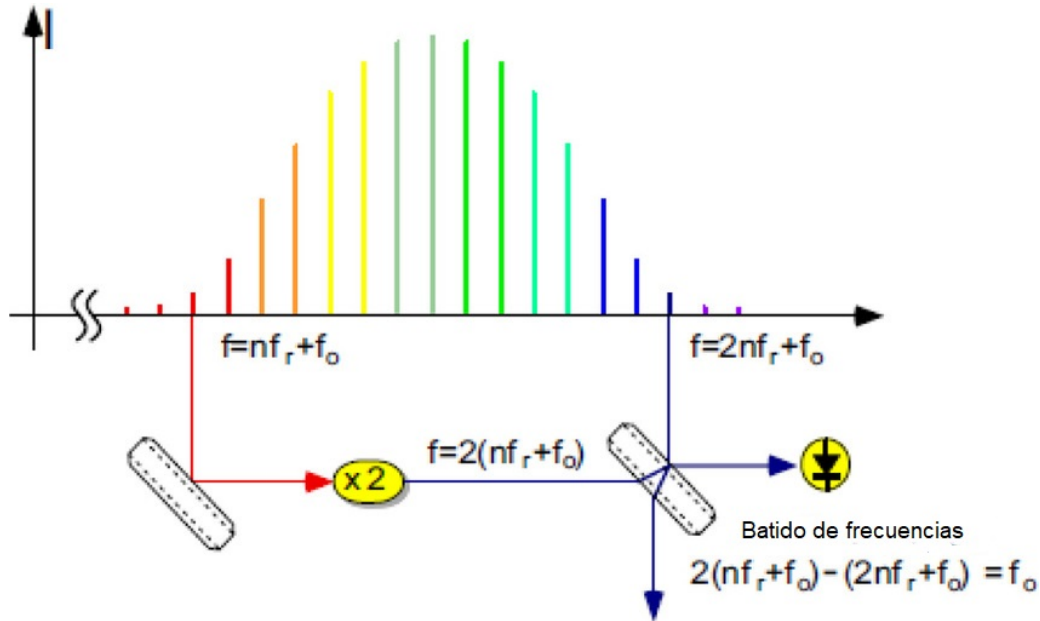


Figura 1.16: Esquema de detección f_0 . Se observa en el espacio de las frecuencias las distintas componentes del peine, de las cuales se seleccionan los dos extremos y se comparan entre ellos [25].

Mediante espejos dicróicos, se filtra el espectro supercontinuo, quedando las componentes de los extremos de la octava. Se duplica la frecuencia más baja, mediante un cristal de generación de segunda armónica (SHG) y

se recombina con la frecuencia más alta dando lugar a un batido entre los dos espectros de emisión del peine, como se describe en la siguiente ecuación:

$$f_0 = 2(nf_{rep} + f_0) - (2nf_{rep} + f_0) \quad (1.23)$$

Luego, este batido es detectado por un fotodiodo rápido, el cual adquiere la intensidad del campo electromagnético, como se observa a continuación:

$$I(t) \propto (E_{verde} + E_{IRx2})(E_{verde}^* + E_{IRx2}^*) \quad (1.24)$$

Desarrollando queda:

$$I(t) \propto \sum_{nm} A_n A_m^* e^{2\pi i t (2mf_{rep} + f_0 - 2(nf_{rep} + f_0))} \quad (1.25)$$

Donde:

- Si $m=n$, $\nu = f_0$
- Si $m=n+1$, $\nu = f_{rep} + f_0$
- Si $m=n-1$, $\nu = f_{rep} - f_0$

De esta forma se realiza la detección de f_0 . Es interesante notar que si se detecta f_0 con un analizador de espectro de un ancho de banda de al menos f_{rep} , se verán dos picos de frecuencias en la traza, correspondientes a f_0 y $f_{rep} - f_0$.

1.2. Teoría de control

Desde el punto de vista metrológico, para tener un peine de frecuencias estabilizado, es necesario medir y anclar a una referencia, en nuestro caso a la frecuencia del reloj de cesio, sus dos frecuencias: f_{rep} y f_0 . De esta forma, la teoría de control es de vital importancia para realizar dicho anclaje. A lo largo de esta sección, se repasan los conceptos básicos de dicha teoría, donde es importante la idea de la realimentación, medir cuán apartado está el sistema de la señal de referencia y actuar para corregir su dinámica [26].

Un lazo de control, se compone de 4 etapas:

1. El sistema sobre el cual se mide una señal y sobre el cual se va a actuar para controlar esa señal.
2. La adquisición de la señal.
3. La comparación de la señal medida contra una señal de referencia.
4. El módulo de corrección que actúa sobre el sistema mediante una señal de control.

A continuación puede verse el esquema de un lazo de control en la figura 1.17.

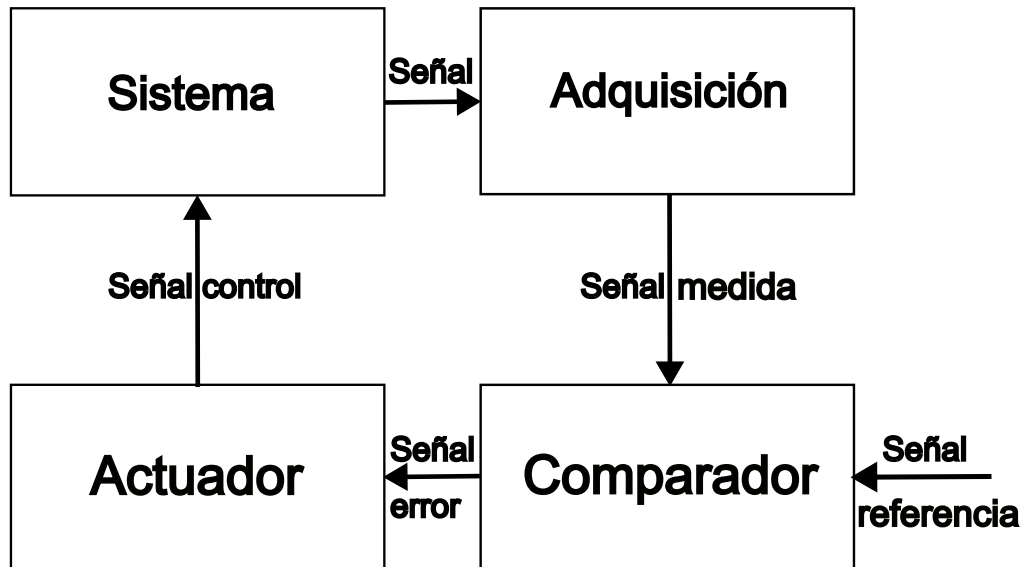


Figura 1.17: Diagrama de bloques de un lazo de control. Se adquiere la señal del sistema, luego se compara con una señal de referencia obteniendo una señal de error y mediante el módulo actuador, se obtiene en una señal de control que acciona sobre el sistema.

En general la teoría de control tiene muchas y diversas aplicaciones, algunas de ellas son:

- Control de temperatura.
- Estabilización de potencias de un láser.
- Estabilización y referenciado de una señal armónica, como es el caso de este trabajo.
- Control de velocidad en motores eléctricos.
- Regulación de flujo y presión en sistemas de fluidos.
- Seguimiento de trayectoria en sistemas robóticos.
- Control de altitud y órbita en satélites.

- Regulación de glucosa en sangre mediante bombas de insulina.
- Cancelación de ruido en sistemas de audio.
- Control de vibraciones en estructuras mecánicas.

1.2.1. Lazo de enganche de fase (PLL)

Un caso particular de sistema de control, es el lazo de enganche de fase o PLL (Phase Lock Loop). Un PLL, es un sistema de control de lazo cerrado con una retroalimentación negativa, que mantiene una relación de fase bien definida entre dos señales periódicas: la señal de referencia al ingreso y la señal de salida, que sigue en fase a la referencia. Como resultado del enganche en fase, las dos señales tienen la misma frecuencia. Las componentes de un PLL son:

- Un comparador de fase.
- Un módulo de control, en particular un control PID (Proporcional Integrador, Derivador).
- Un filtro pasa bajos.
- Un VCO (Voltage Control Oscillator).

En la figura 1.18, vemos el diagrama de bloques de un PLL.

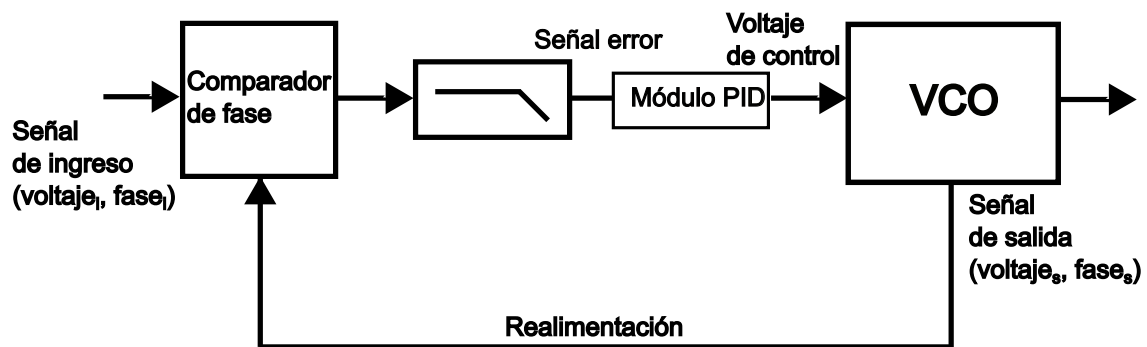


Figura 1.18: Diagrama de bloques de un PLL. La señal ingresa a un comparador de fase, luego es filtrada obteniéndose la señal error. Ésta ingresa a un módulo PID que genera un voltaje de control, el cual acciona un VCO cuya salida realimenta el sistema.

La señal de ingreso, tiene cierta fase Φ_i . Al ingresar al comparador de fase, se combina con la señal de realimentación y el comparador de fase genera una tensión proporcional a la diferencia de fase de ambas señales. Esta señal se filtra y amplifica, obteniéndose la señal error, que ingresa a un módulo PID (proporcional integrador derivador).

Módulo PID

Un módulo PID es un tipo de filtro utilizado en sistemas de control automático para regular variables como temperatura, velocidad, presión y flujo, entre otros. El PID combina tres acciones de control diferentes (propor-

cional, integral y derivativa) para corregir el error entre un valor de referencia y el valor real del proceso. Este PID realiza 4 acciones:

- Multiplica la señal por una constante de proporcionalidad K_p , el ancho de banda del término proporcional idealmente es infinito. A mayor K_p , el filtro puede responder mejor en amplitud a los cambios de la señal. Sin embargo, si K_p es demasiado alto, puede generar inestabilidad amplificando ruido de alta frecuencia.
- La integra en el tiempo y la multiplica por otra constante de proporcionalidad K_i donde $K_i = K_p/\tau_i$. El ancho de banda del término integrador está ligado a la constante de tiempo de integración τ_i . Este componente tiene mayor ganancia en baja frecuencia. Un valor más pequeño de τ_i implica que el filtro tiene un ancho de banda más amplio, respondiendo más rápidamente a las bajas frecuencias.
- La deriva y la multiplica por otra constante de proporcionalidad K_d donde $K_d = K_p\tau_d$. El ancho de banda del término derivador está determinado por la constante de tiempo derivativa τ_d . El derivador tiene mayor ganancia en las altas frecuencias. Sin embargo, si se amplifica demasiado, también puede amplificar el ruido.
- Suma todas las contribuciones y genera una señal de control $u(t)$, como se expresa en la siguiente ecuación y se esquematiza en la figura 1.19.

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau + K_d \frac{de(t)}{dt} \quad (1.26)$$

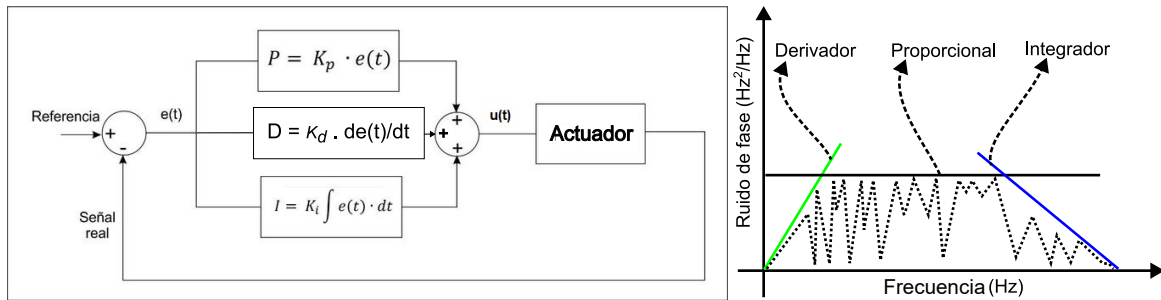


Figura 1.19: Esquema de un PID en un sistema realimentado. A la izquierda, se observa como a la salida del comparador de fase, la señal error es dividida en tres: es multiplicada por una constante de proporcionalidad, es integrada y multiplicada por otra constante, es derivada y multiplicada por otra constante. Por último, se suman estas 3 contribuciones y se genera una señal de control $u(t)$, que ingresa en un actuador, el cual controla un parámetro del sistema. A la derecha se muestra un gráfico del funcionamiento del PID en frecuencia. Para el ruido de fase de baja frecuencia actúa el integrador, para altas frecuencias el derivador y en todo el ancho de banda actúa el proporcional.

La salida del PID, entrega una señal de control $u(t)$ que acciona el VCO. Éste genera una señal compuesta por un voltaje y una fase de salida Φ_s , que realimenta el sistema. El VCO, tiene 2 instancias de funcionamiento, la primera es la captura, donde comienza la comparación de fases y Φ_i se acerca a Φ_s . La segunda, el amarre, donde la fase de ingreso sigue a la fase de salida $\Phi_i = \Phi_s$.

Nuestro sistema, cuenta con dos parámetros a estabilizar: f_{rep} , que depende de la longitud de la cavidad y f_0 , que depende de la potencia del bombeo, como lo vimos en las secciones 1.1.1 y 1.1.2. Para controlar la longitud de la cavidad, el rol del VCO lo cumple un actuador PZT montado en uno de los espejos de la cavidad. Para controlar la potencia de bombeo, el rol del VCO lo cumple un modulador acusto-óptico (AOM) montado a la

salida del láser de bombeo.

1.3. Varianza de Allan

A lo largo de este trabajo será necesario medir y caracterizar distintas frecuencias; por lo tanto el estudio de estabilidad de una señal armónica es de gran importancia. En el ámbito de la medición de tiempo y frecuencia, al comparar la estabilidad de un oscilador respecto a otro, cada medición está correlacionada con la anterior. Esto, se debe a que cuando un reloj se desvía respecto a otro, todas las mediciones posteriores heredan ese desplazamiento. Debido a esta correlación, la estadística usual (como el desvío estándar), no resulta útil para observar y caracterizar las fluctuaciones a lo largo del tiempo. La varianza de Allan, es una herramienta clave para resolver este problema, ya que permite caracterizar la estabilidad de un oscilador en comparación con otro y analizar los distintos tipos de ruido asociados.

Variaciones de una señal armónica

Lo que se quiere medir, es una frecuencia incógnita ν_i contra una frecuencia de referencia ν_0 . La señal eléctrica V_i , viene dada por 1.29.

$$V_i(t) = V_0[1 + \alpha(t)] \cos[2\pi\nu_0 t + \phi(t)] \quad (1.27)$$

Donde $\alpha(t)$, es la variación en la amplitud, $\phi(t)$, la variación en fase y $2\pi\nu_0 t + \phi(t) = \nu_i(t)t$, donde la variación de la frecuencia incógnita depende de la variación de fase. En la siguiente figura, se observa como se traducen estas variaciones en el espacio de las frecuencias.

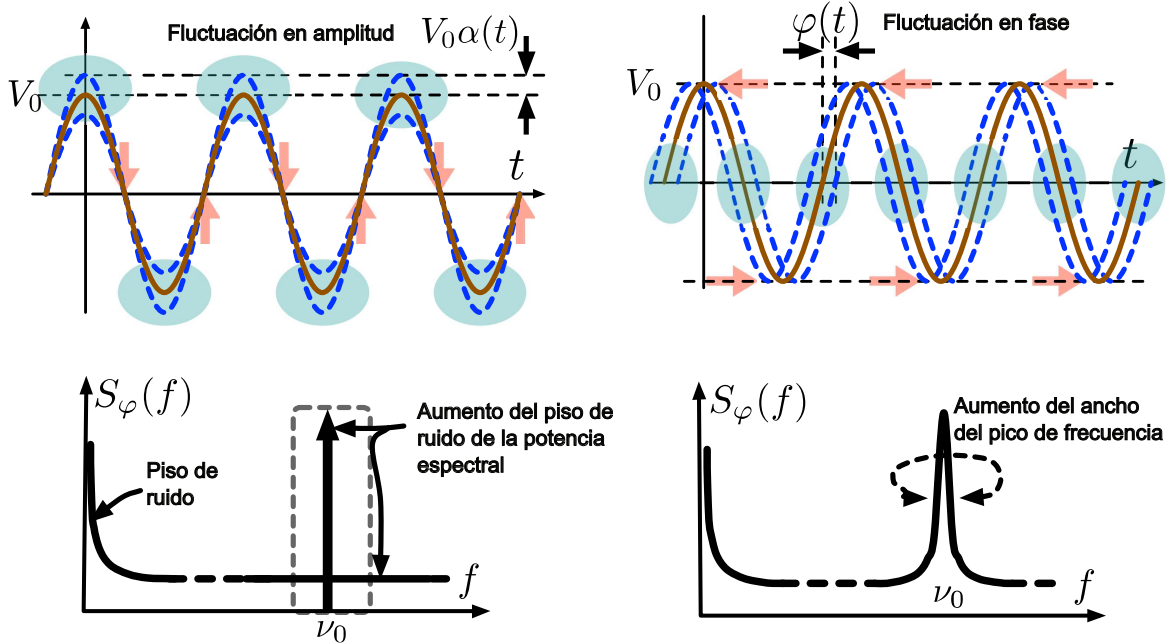


Figura 1.20: Arriba, fluctuaciones en el espacio temporal en amplitud y en fase. Abajo, se observa el correlato de estas variaciones en el espacio espectral [27].

Puede verse como las fluctuaciones en amplitud, generan un aumento en el piso de ruido en el espacio espectral. También se aprecia, que las variaciones en fase producen un ensanchamiento del pico de frecuencia. Por lo tanto, caracterizando las variaciones en fase, se puede caracterizar la frecuencia incógnita respecto a la frecuencia de referencia.

A continuación se presenta la definición de la varianza de Allan:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{k=1}^{M-1} [\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k]^2, \quad \bar{y}(t) = \int_0^\tau y(t) dt \quad (1.28)$$

Donde

$$y(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (1.29)$$

Tipos de ruido

Una de las principales ventajas de la varianza de Allan, es su capacidad para caracterizar distintos tipos de ruido. Estos tipos de ruido, tienen diferentes características y comportamientos en función del tiempo de integración, y cada uno de ellos puede influir de manera distinta en la estabilidad de un oscilador o reloj. A continuación, se observa un gráfico con los distintos tipos de ruidos y sus varianzas correspondientes [27].

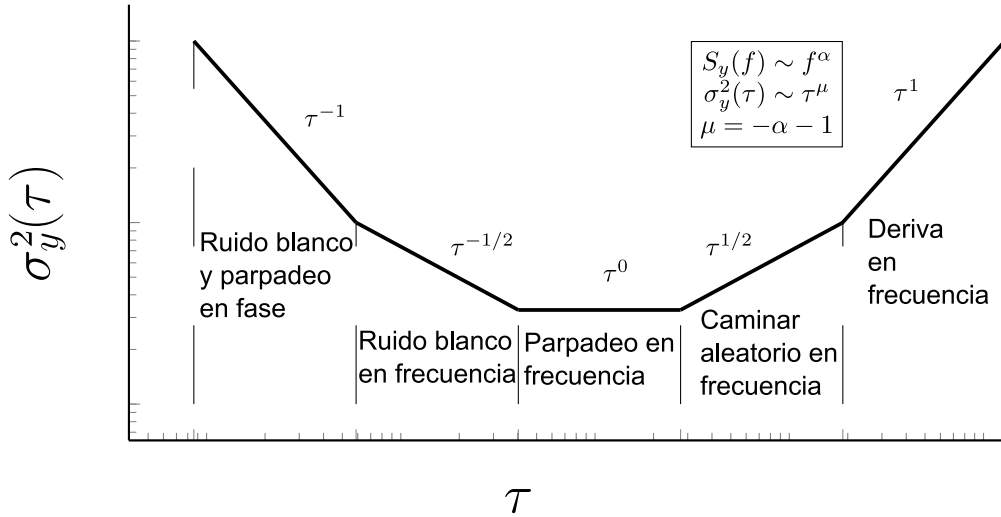


Figura 1.21: Gráfico de varianza de Allan. Se observa la relación entre las distintas pendientes τ^μ de la varianza y el ruido que les corresponde. Además, como es la relación entre la distribución espectral en potencia S_y y el varianza de Allan σ_y^2 [28].

En primera instancia, el valor inicial de la varianza da la estabilidad a corto plazo. Luego, la pendiente dice que tipo de inestabilidad o ruido está presente.

Capítulo 2

Montaje y desarrollo de los sistemas ópticos

En este capítulo, se abordará el montaje y la alineación del láser Ti-Za, así como la caracterización de los pulsos obtenidos. También se describirá el montaje y la alineación de la fibra PCF, junto con la caracterización del supercontinuo generado. Finalmente, se tratará el montaje y la alineación de un interferómetro f-2f para la detección de f_0 .

2.1. Láser de Ti-Za

Según lo expuesto en la introducción, un láser cuenta de 3 partes constitutivas, el bombeo, el medio activo y la cavidad.

En nuestro caso el sistema de bombeo del Ti-Za es un láser Verdi V6 de Coherent, como el que se observa en la figura 2.1. Es un láser continuo de alta potencia bombeado por diodos. Estos diodos emiten radiación en infrarrojo cercano 808 nm que al incidir en un cristal Nd:YAG excitan los iones de Nd^{3+} generando una inversión de población, que al decaer generan una emisión estimulada con una longitud de onda de 1 064 nm. Luego esta radiación incide sobre un cristal duplicador que dobla su frecuencia generando verde en 532 nm (SHG). Dado que el espectro de absorción del cristal Ti-Za, se encuentra entre 450-550 nm, este tipo de láser es útil para el bombeo del medio activo.

La potencia de dicho láser se puede variar desde 0,01 W hasta los 6 W, con una resolución de 0,01 W, mediante un dial en su panel de control. Este láser tiene una longitud de onda de 532 nm, con un ancho de línea espectral menor a los 5 MHz. Respecto al tamaño del haz éste tiene un diámetro de $2,25 \pm 0,02$ mm. Por otro lado, la estabilidad en potencia es del $\pm 1\%$ y su polarización es vertical. Según manual, necesita refrigeración y la temperatura de funcionamiento es

15-45 °C. Por este motivo, es refrigerado a 20 °C, mediante un enfriador de agua ThermoTek modelo T255P.

Como se trató en la introducción sección 1.1.2, variaciones en la intensidad del bombeo generan variaciones en f_0 por lo tanto, es importante hacer una caracterización de la potencia del Verdi. En tal sentido, se midió la potencia del bombeo en función del tiempo mediante un medidor de potencia (Thorlabs Optical Power Monitor),



Figura 2.1: Fuente y cabezal del láser de bombeo Verdi V6.

los datos se adquieren cada 2 s, luego se le realizó una varianza de Allan a estos datos a partir de los 2500 s para obtener la estabilidad en potencia del Verdi, como se ve en la figura 2.2.

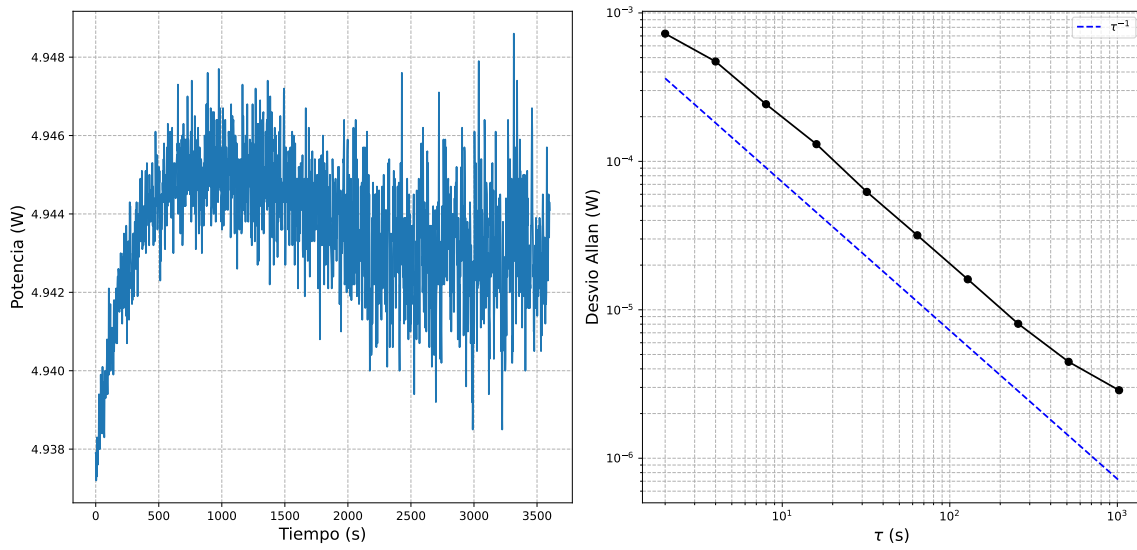


Figura 2.2: A la izquierda se ve la potencia del láser de bombeo en función del tiempo. A la derecha el desvío Allan. En línea punteada azul se graficó la tendencia del desvío.

Se observa, desde el encendido hasta los 2 500 s la estabilización en potencia. La estabilidad de la potencia del Verdi V6 es de $7 \cdot 10^{-4}$ W en el corto plazo y luego llega hasta $3 \cdot 10^{-6}$ W. La tendencia del desvío, es τ^{-1} , lo que corresponde a ruido blanco en potencia.

Teniendo en cuenta que es necesario tener un control sobre la potencia de bombeo, a la salida del Verdi, se monta un modulador acusto-óptico para controlar la potencia del mismo.

2.1.1. Titanio zafiro

Otro elemento constitutivo del láser, es la cavidad. En este caso, se usa una cavidad óptica Ti-Za (Gigajet20 de GigaOptics). El haz de bombeo, se alinea y se dirige, mediante dos espejos posicionadores hacia la cavidad, como se muestra en la figura siguiente.

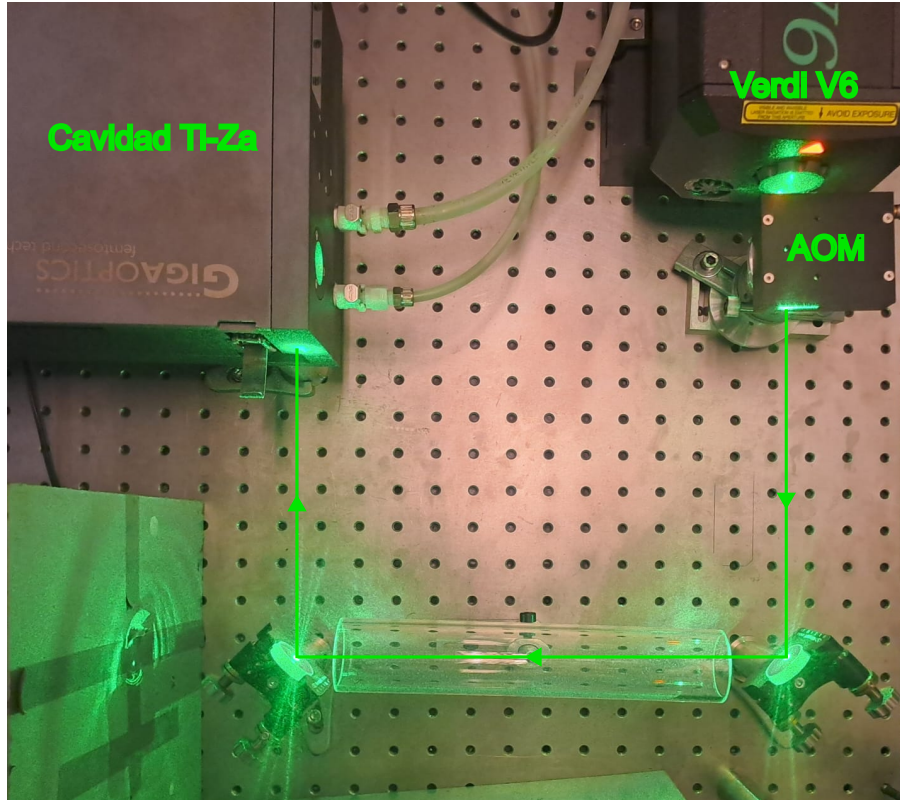


Figura 2.3: Esquema de la alineación del bombeo en la cavidad Ti-Za y del modulador acusto-óptico.

La cavidad Ti-Za es una cavidad tipo moño cuya longitud es de 30 cm con un cristal Ti-Za, como se muestra en la figura 2.4.

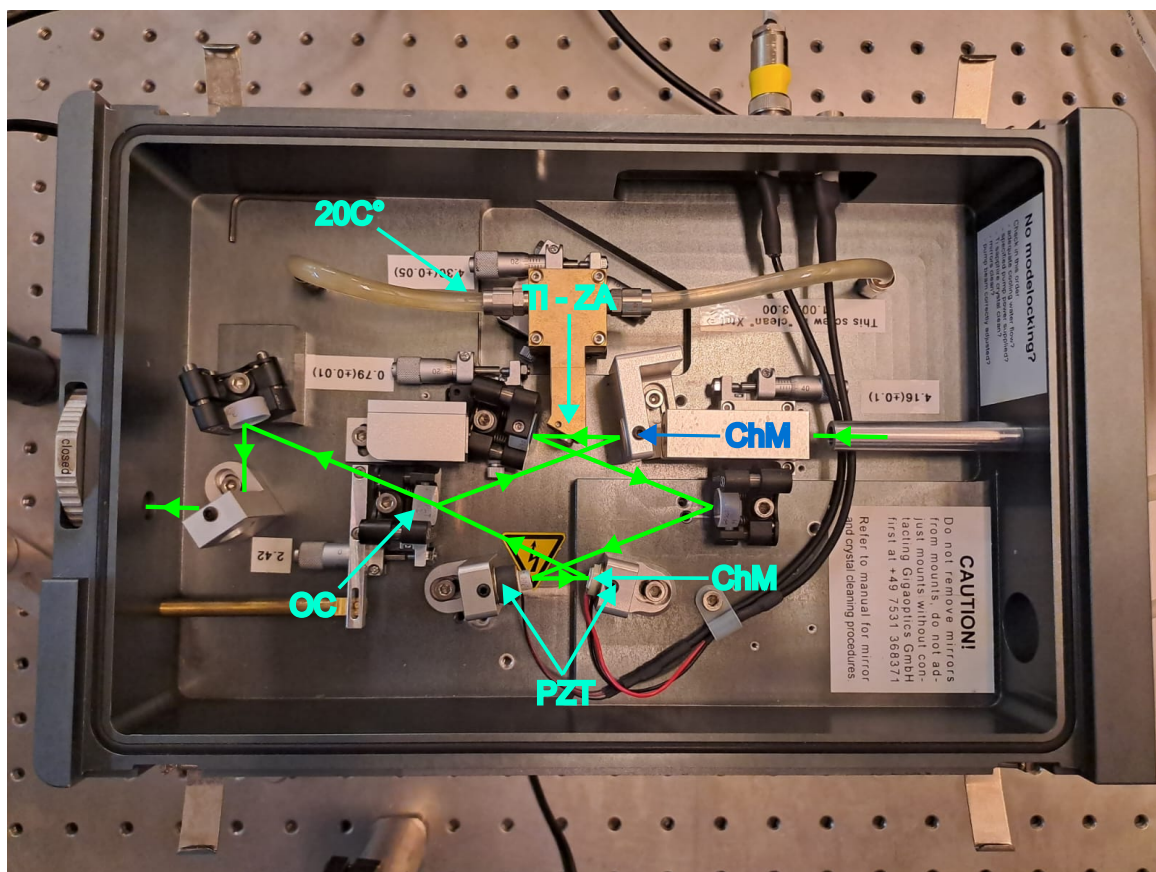


Figura 2.4: Esquema del camino óptico dentro de la cavidad Ti-Zr y de sus componentes: espejo acoplador de salida (OC), piezoeléctricos (PZT), espejos compresores (ChM) y el medio activo, el cristal de titanio zafiro (Ti-Zr).

La cavidad tiene dos de sus espejos montados sobre piezoeléctricos (PZT), uno lento y otro rápido. El espejo de ingreso y el espejo montado sobre el PZT rápido, son los llamados espejos compresores (ChM). Luego, tiene un acoplador de salida (OC) adosado a un pulsador, con alta reflectividad en 532 nm ($R > 99,9\%$) y una transmitancia en 800 nm de $T \approx 5\%$. El cristal Ti-Zr, está refrigerado a 20 °C, que es la temperatura del laboratorio, con el mismo refrigerador de agua usado para el Verdi V6. Que la temperatura del Ti-Zr sea mayor o igual a la temperatura ambiente, es importante para evitar la condensación de la humedad ambiente en el cristal.

El haz ingresa a la cavidad, incide en el cristal Ti-Zr y sigue un camino tipo moño. Los PZTs, permiten controlar el largo de la cavidad. Los ChM compensan la GVD generada por el tránsito del haz en un medio dispersivo. El OC hace que la radiación, cuya campana espectral esté centrada en 532 nm, siga su camino dentro de la cavidad, mientras que una parte de la radiación, cuyo espectro esté centrado en 800 nm salga. Por último, el pulsador, acoplado al espejo de salida (OC), introduce una perturbación controlada en el sistema óptico. Esta perturbación es necesaria para desestabilizar el régimen de emisión continua (CW) y facilitar la transición hacia la emisión en modos acoplados (ML), donde los pulsos láser ultracortos pueden generarse de manera estable.

Luego se midió la potencia del láser Ti-Zr en modo continuo en función de la potencia de bombeo, como se observa a continuación.

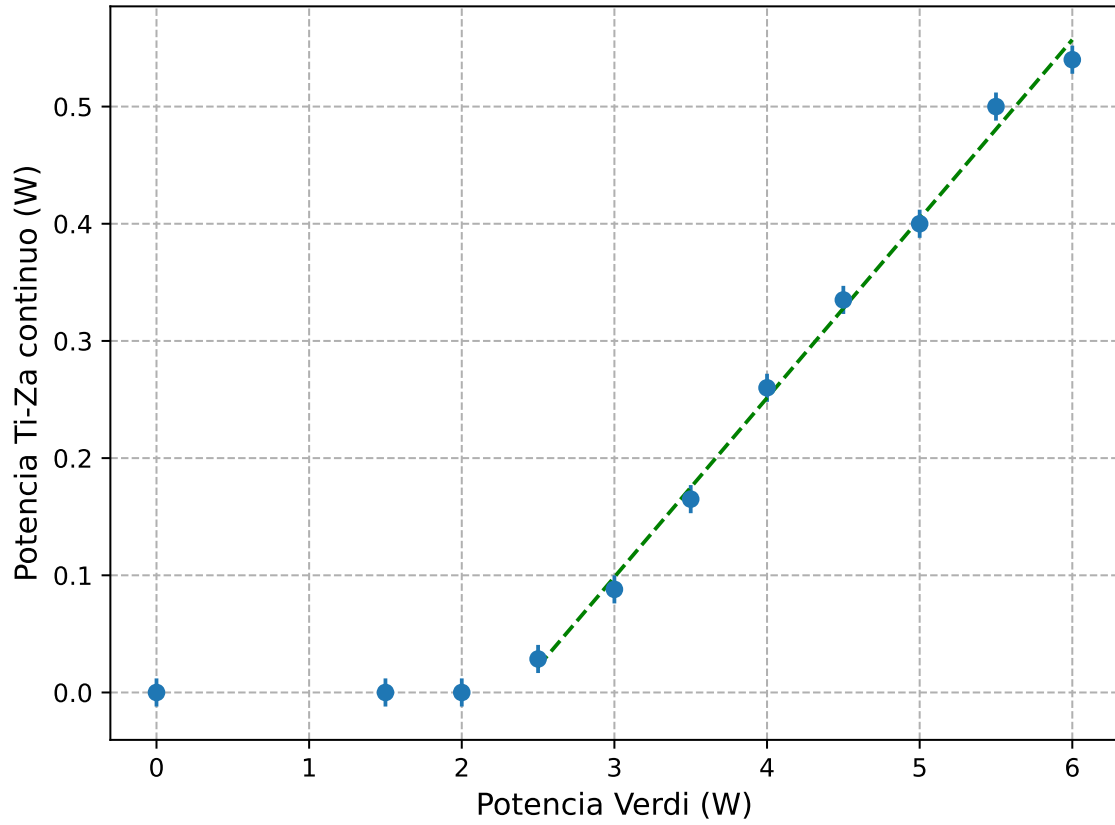


Figura 2.5: Medición de la potencia del Ti-Za en modo continuo, en función de la potencia de bombeo. A partir de los 2,5 W de bombeo, se realizó un ajuste lineal en verde, que caracteriza la respuesta de la cavidad.

Puede verse el comportamiento usual de un láser; existe un umbral a partir del cual hay emisión láser. Cuando la potencia del bombeo supera los $2,500 \pm 0,002$ W, la potencia de emisión de la cavidad Ti-Za responde de forma lineal con una pendiente $m = 0,150 \pm 0,004$. Es recomendación del manual del Ti-Za, tener una potencia de bombeo de 5,5 W, para poner en funcionamiento el láser en modo pulsado.

Se procede ahora a estudiar el régimen pulsado del láser Ti-Za. Es importante desatacar que el Ti-Za funciona en modo CW normalmente pero al generar una perturbación en la cavidad óptica (pulsador del OC), se logran las condiciones para funcionar en la condición Mode-Locking.

2.1.2. Caracterización del régimen ML

A la salida de la cavidad se midió con un analizador de espectros óptico (Ocean Optics, rango de funcionamiento 195 – 1131 nm), la intensidad en función de la longitud de onda y mediante la relación $\nu = c/\lambda$, se realizó un gráfico de la intensidad en función de la frecuencia como se muestra en la siguiente figura.

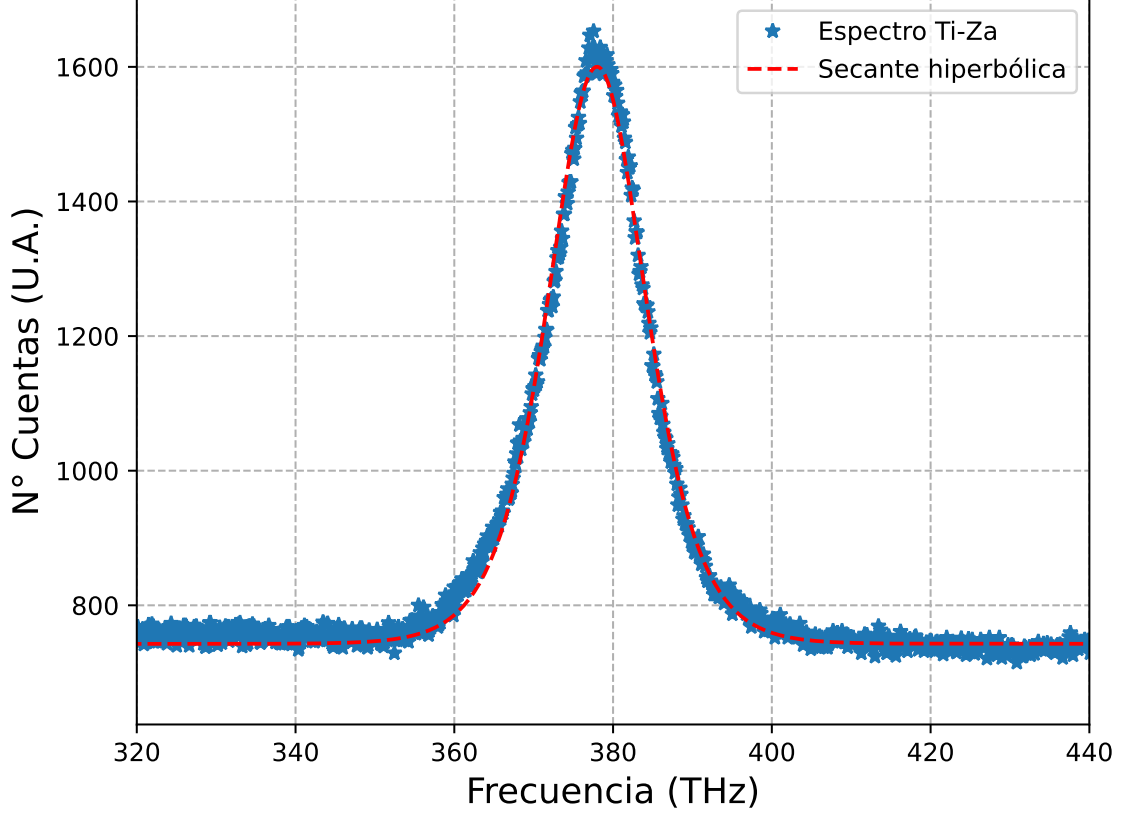


Figura 2.6: En azul, la medición de intensidad en función de la frecuencia, de los pulsos a la salida de la cavidad. En línea roja punteada, el ajuste de una secante hiperbólica al cuadrado.

Como se desarrolló hacia el final de la sección 1.1.1, la ecuación matemática para describir un pulso que viaja en el espacio sin deformarse, es la ecuación de Schrödinger no lineal 1.21, cuya solución temporal es una secante hiperbólica. Teniendo en cuenta que el analizador de espectros mide intensidad, que la intensidad es proporcional al módulo del campo eléctrico al cuadrado $I \propto |E|^2$ y sabiendo que la transformada de Fourier de la secante hiperbólica, es una secante hiperbólica, queda:

$$\mathcal{F}(sech^2(t/\tau)) \propto sech^2\left(\frac{\tau(\nu_c + \nu)}{4}\right) \quad (2.1)$$

Sobre la medición, se ajustó una secante hiperbólica al cuadrado de la forma:

$$a\sqrt{2\pi}sech^2\left(\frac{x-b}{c}\right) + d \quad (2.2)$$

Donde **a** es la altura de la campana, **b** es el centro, **c**, es el ancho a mitad de altura y **d**, es la base. El ajuste dio como resultado una campana con un ancho a mitad de altura $\Delta\nu = 11,68 \pm 0,01$ THz, centrada en

$\nu_c = 377,98 \pm 0,01$ THz. En función de este ajuste y de la propiedad de la secante hiperbólica [29], el tiempo de duración del pulso es:

$$\tau = 0,315 \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.3)$$

Donde $\tau = 26,96 \pm 0,02$ fs, que coincide con lo reportado por el manual del láser de titanio zafiro (GigaJet) $\tau < 30$ fs.

Se realizó a continuación una caracterización de la potencia de salida del Ti-Za en función de la potencia de bombeo. Esto es importante pues da una idea de la eficiencia del láser y a su vez define un intervalo de trabajo para el láser ML. En tal sentido se fue variando la potencia de bombeo entre 5 W y 6 W y se midió la potencia del Ti-Za pulsado, como se ve en la figura 2.7.

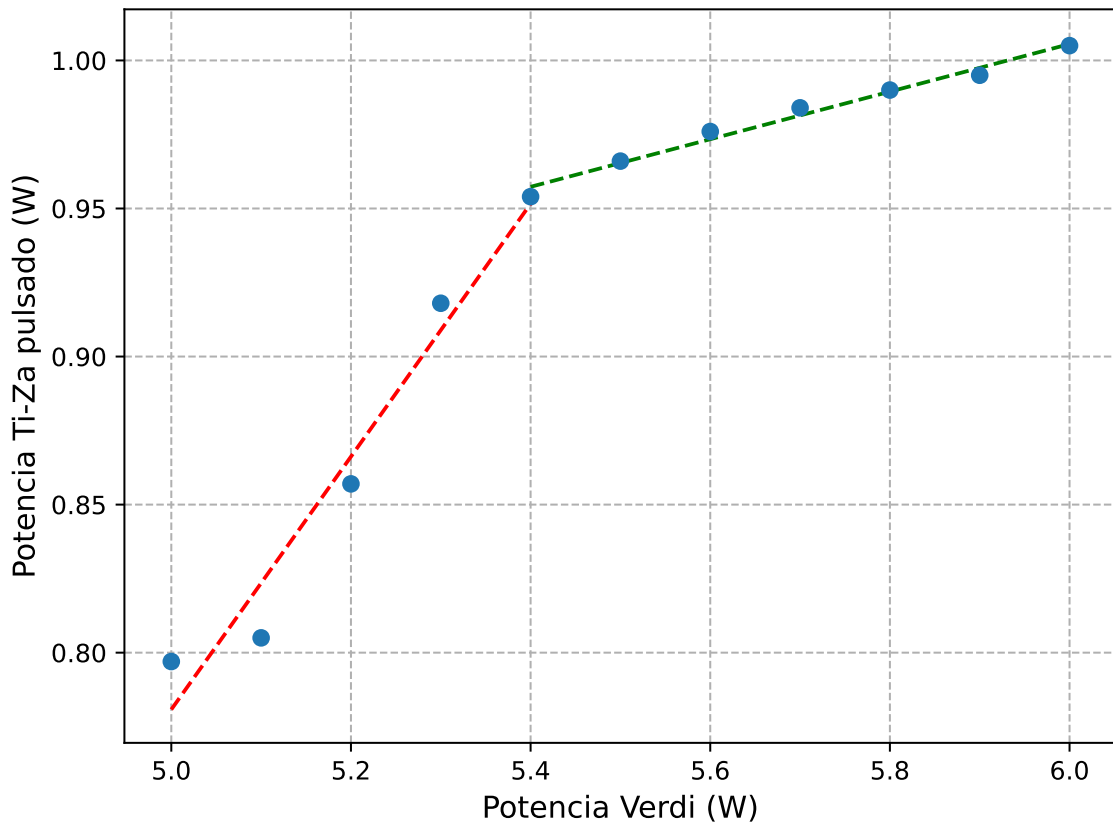


Figura 2.7: En puntos azules la medición de la potencia del Ti-Za pulsado en función de la potencia de bombeo. La línea roja muestra el ajuste lineal de los datos hasta los 5,4 W de bombeo y la línea verde el ajuste hasta los 6 W de bombeo.

En base a las regresiones lineales realizadas, puede verse que el comportamiento del Ti-Za pulsado tiene dos regímenes bien marcados: en principio para potencias de bombeo entre 5,0 W y 5,4 W la regresión lineal en rojo da una pendiente de $1,35 \pm 0,05$, luego para potencias de bombeo entre 5,4 W y 6,0 W la regresión en verde da una pendiente de $0,520 \pm 0,005$. Cabe destacar que los regímenes de pulsado, son también cualitativamente distintos. Para potencias por debajo de los 5,4 W, el pulsado es errático y no se mantiene a lo largo del tiempo. Para potencias mayores a 5,4 W, los pulsos perduran y ganan estabilidad a lo largo del tiempo.

Para marcar una diferencia entre estos dos regímenes de funcionamiento en función del bombeo y realizar una

mejor caracterización del pulsado, se midió el espectro en función de dos potencias de bombeo, como puede verse en la figura 2.8.

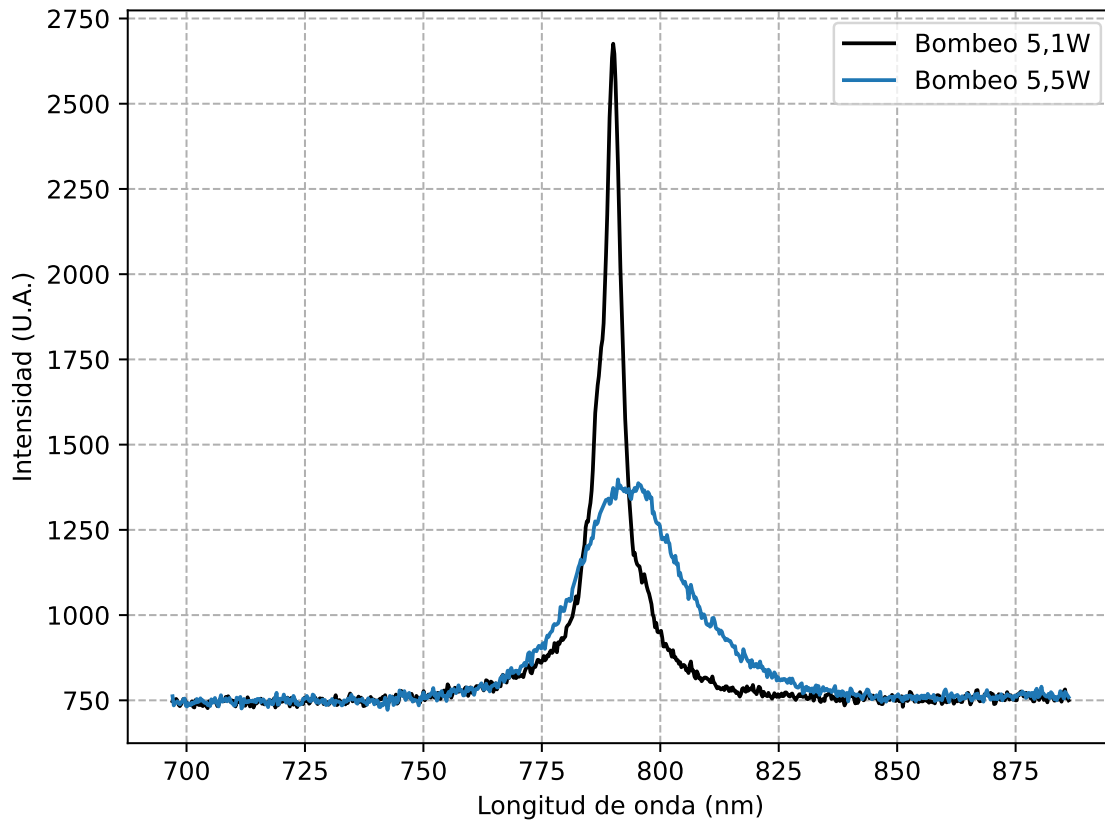


Figura 2.8: Intensidad en función de longitud de onda. En negro, puede verse el espectro con un bombeo de 5,1 W. En celeste, se ve el espectro con un bombeo de 5,5 W.

Se aprecian los dos regímenes de funcionamiento de pulsado. En negro, para un bombeo de 5,1 W, se tiene un espectro picudo y asimétrico cuya intensidad llega a 2 700 U A . En celeste, para un bombeo de 5,5 W, el espectro es una campana simétrica con una intensidad de pico de 1 400 U A centrada en 793 nm. En base a este estudio y a la recomendación del manual del Ti-Za, se fijó la potencia de bombeo en 5,5 W.

Luego se realizó una medición de la potencia del Ti-Za pulsado en función del tiempo. Sobre estos datos, se realizó una varianza de Allan, para ver su estabilidad y los ruidos asociados a la potencia del Ti-Za pulsado, como se observa a continuación.

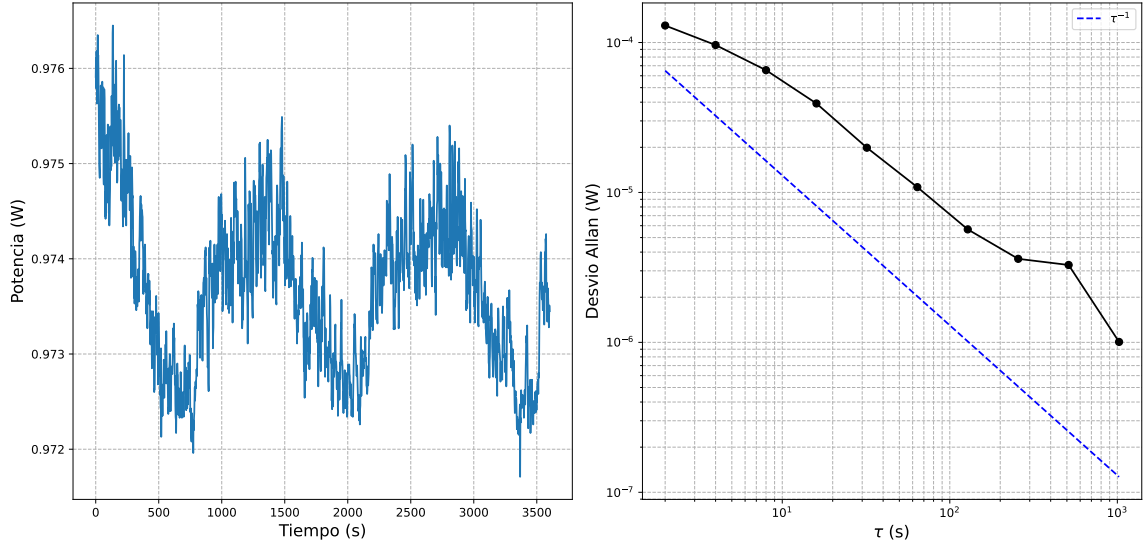


Figura 2.9: A la izquierda, la potencia del Ti-Za en función del tiempo. A la derecha, el desvío Allan de estos datos y en línea punteada azul, la tendencia del desvío.

Se observan dos comportamientos de la potencia. En primer lugar una oscilación lenta alrededor de 0,974 W y montada sobre esta oscilación, una portadora mas rápida en el corto plazo. La estabilidad a corto plazo en potencia del Ti-Za pulsado es de $1 \cdot 10^{-4}$ W y llega a $1 \cdot 10^{-6}$ W. La tendencia τ^{-1} , se corresponde con ruido blanco en potencia. Este comportamiento es similar al reportado en la medición de potencia del láser de bombeo ya que, en ese caso, la estabilidad del bombeo a corto y a largo plazo, coinciden en el orden de magnitud y el ruido implicado es del mismo tipo (τ^{-1} ruido blanco en potencia). Es de esperar, que la potencia del Ti-Za herede estas inestabilidades del láser de bombeo.

A continuación, es necesario que el pulso se mantenga comprimido temporalmente a lo largo del camino óptico, desde la cavidad hasta el ingreso en la PCF. Pues como sucede dentro de la cavidad y a la salida de esta, el pulso viaja a través de un medio dispersivo (aire y vidrio), que lo ensancha temporalmente, reduciendo la intensidad de pico. Es necesario que la intensidad al ingreso de la PCF se mantenga lo más alta posible, para que los efectos no lineales de segundo y tercer orden se produzcan con mayor probabilidad, generando un supercontinuo lo más extenso en frecuencia posible. Para esto se montaron dos ChM (UMC10-15FS Thorlabs) a la salida de la cavidad, para precompensar la GVD.

2.1.3. Caracterización f_{rep}

En esta sección se midió y a realizó una caracterización en frecuencia de f_{rep} . En función de medir f_{rep} , se montó un fotodiodo rápido (MenloSystems APD210), cuyo ancho de banda es 1,2 GHz. Con este fotodiodo, se realizó la detección de la radiación producto del scattering en los ChM, de la emisión pulsada del Ti-Za, como se muestra en la figura 2.10.

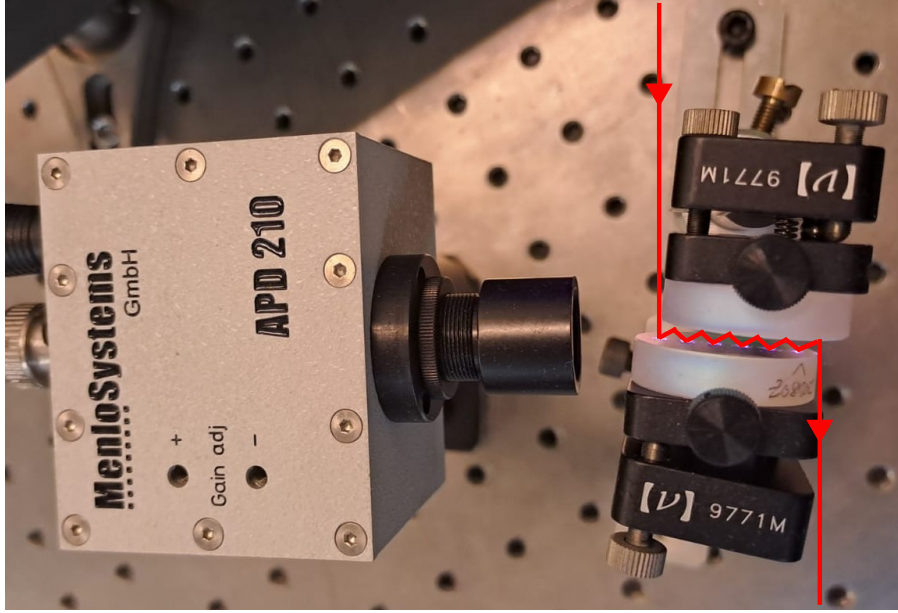


Figura 2.10: Montaje experimental de los espejos compresores y del fotodetector de la frecuencia de repetición, a la salida del Ti-Za.

Se quiere caracterizar el funcionamiento del fotodiodo, en función de la luz que le llega. El campo eléctrico en el fotodiodo es:

$$E(t) = \sum_m A_m e^{2\pi i t(m f_{rep} + f_0)} \quad (2.4)$$

A continuación, se presenta un esquema del circuito del fotodiodo.

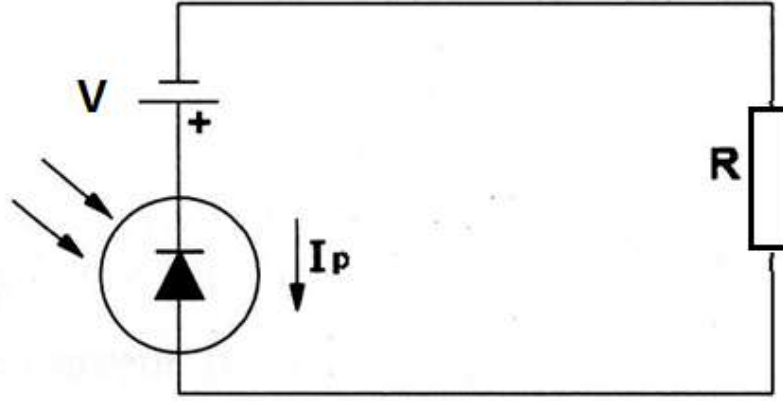


Figura 2.11: Esquema del circuito de un fotodiodo. Los fotones inciden en un semiconductor de silicio dopado que está a cierto potencial V y generan un corriente I_p en el circuito, luego en una resistencia R se produce una caída de tensión proporcional a la intensidad luminosa incidente [30].

El fotodiodo, entrega una corriente $I_p(t)$, proporcional a la intensidad luminosa que adquiere $(E(t)E(t)^*)$. Esa corriente, pasa por una resistencia típicamente de 50Ω , generando una caída de tensión $V(t) = I(t)R$ y una potencia de RF $P(t) = I(t)R$, con $I(t) \propto E(t)E(t)^*$, entonces, la señal en el fotodiodo es:

$$P(t) \propto E^m(t)E^{n*}(t) = \sum_{mn} A_m A_n^* e^{it2\pi(mf_{rep} + f_0 - n f_{rep} - f_0)} \quad (2.5)$$

- Si $n = m$, $\nu = 0$
- Si $n = m + 1$, $\nu = f_{rep}$
- Si $n = m + 2$, $\nu = 2f_{rep}$
- ...

La señal eléctrica medida en el fotodiodo, tiene componentes espectrales en: $0, f_{rep}, 2f_{rep}, \dots$. Como la $f_{rep} = 1$ GHz y el ancho de banda del fotodetector es 1,2 GHz, solo se verán dos picos en 0 GHz y 1 GHz. Sin embargo, la componente de continua no aparecerá pues el fotodiodo es AC. Luego, se midió la señal del fotodiodo mediante un analizador de espectros GW Instek GSP-818, como puede verse a continuación.

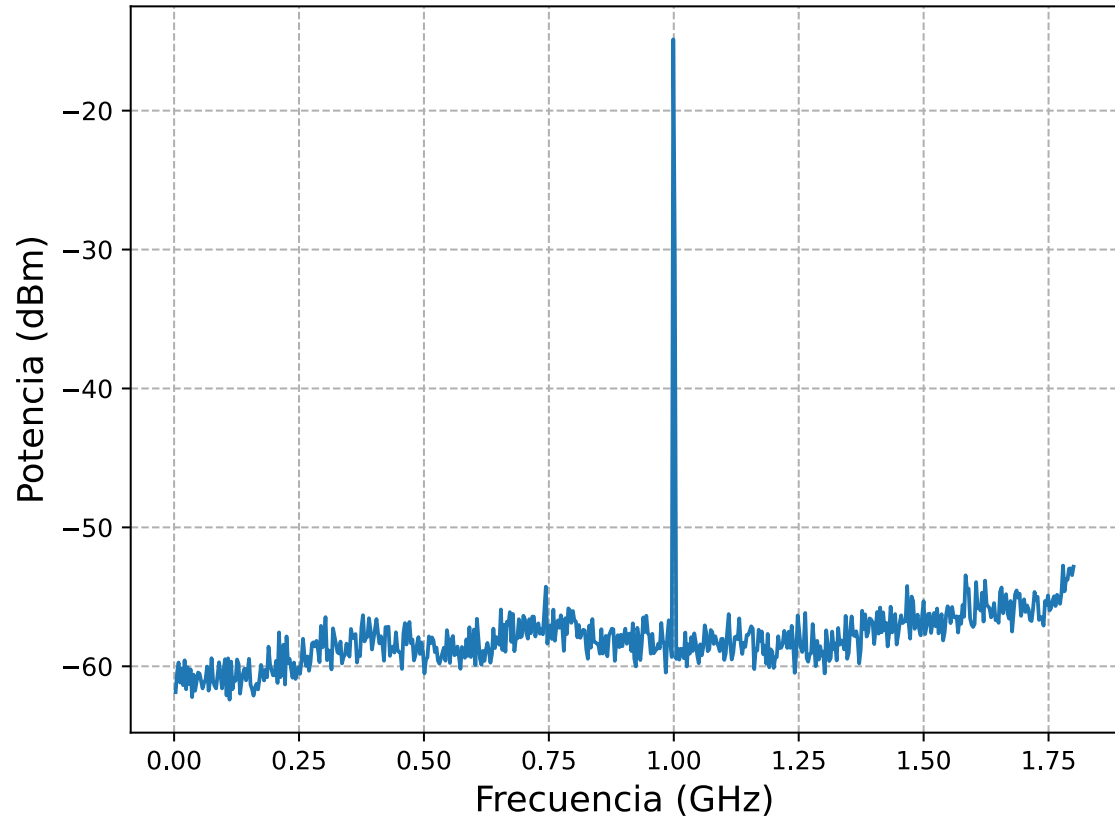


Figura 2.12: Medición de la señal del fotodiodo, mediante un analizador de espectros, con una resolución de un ancho de banda de 3 MHz. La potencia de bombeo es de 5,5 W.

Puede verse el espectro en frecuencias de f_{rep} , con un pico en 1 GHz. Este tiene una relación señal ruido de 45 dB en 3 MHz. Esta medición coincide con lo reportado en el manual del Ti-Za y con la teoría de formación de pulsos desarrollada al comienzo de la sección 1.1.1, donde la frecuencia de los pulsos es c/L , siendo $L=30\text{cm}$, la longitud de la cavidad del láser Ti-Za.

Luego se realizó una medición de la variación del espectro en frecuencias de f_{rep} para dos potencias de bombeo distintas, como se observa en la figura 2.13.

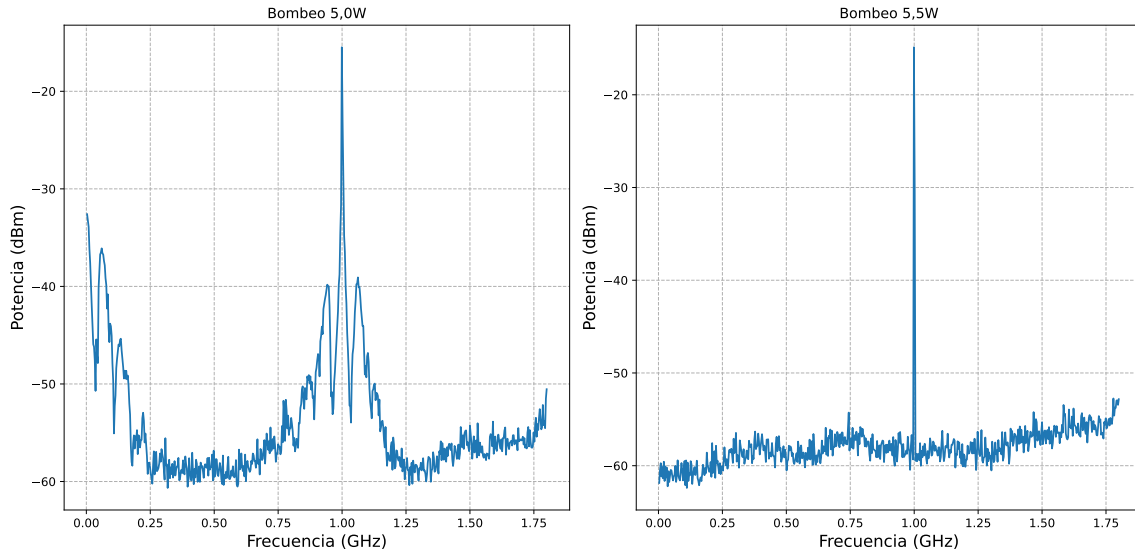


Figura 2.13: Medición de la señal del fotodiodo para dos potencias de bombeo. A la izquierda, con un bombeo de 5,0 W. A la derecha, con un bombeo de 5,5 W.

A la izquierda vemos el pico de 1 GHz rodeado de bandas laterales con sus respectivos armónicos a la derecha de 0 GHz. A la derecha, se puede ver el pico de 1 GHz, limpio sin bandas laterales. Estas bandas laterales son un indicio de una mala calidad de pulsado, debido a la baja potencia del láser de bombeo.

Luego, se realizaron mediciones del espectro de f_{rep} , para distintas potencias de bombeo. El siguiente gráfico, en falso color, muestra el comportamiento de f_{rep} en función del bombeo.

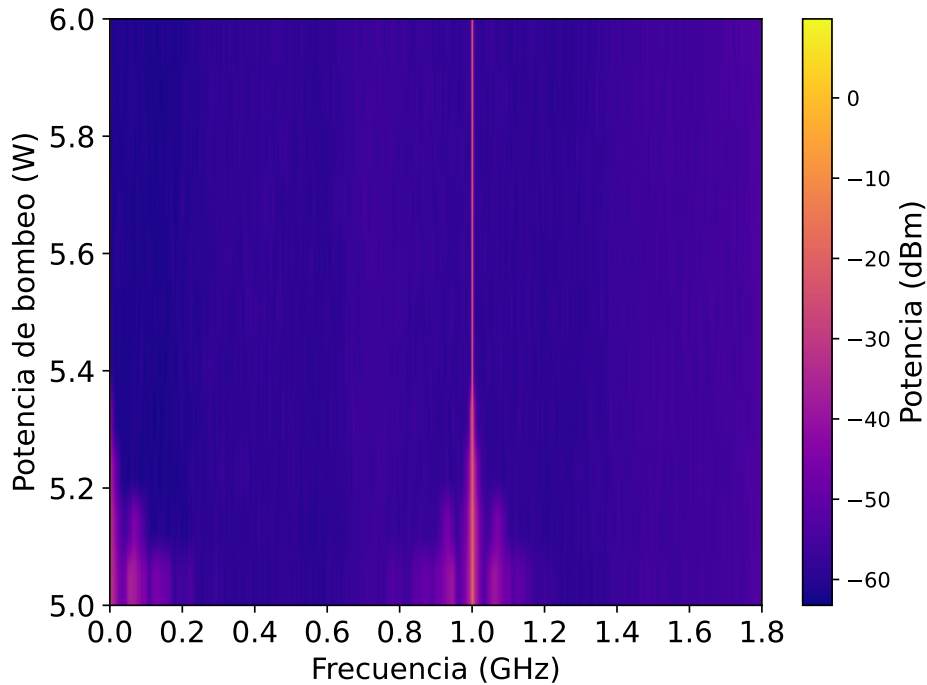


Figura 2.14: Gráfico en falso color de f_{rep} en función del bombeo.

Aquí también pueden verse dos regímenes del pulsado. Puede apreciarse que, cuando la potencia de bombeo está por debajo de 5,4 W, aparecen bandas laterales a 1 GHz y en 0 GHz. Cuando la potencia de bombeo supera los 5,4 W, las bandas laterales desaparecen y se observa solo un pico en 1 GHz. El primer régimen, muestra una

mala calidad de pulsado, que es errático e inestable a lo largo del tiempo. El segundo régimen, presenta una buena calidad de pulsado con un solo pico en 1 GHz, que se mantiene estable a lo largo del tiempo.

Es por todo esto, que la potencia de bombeo del Verdi V6 se va a circunscribir al intervalo de 5,5 – 6,0 W, ya que es necesario tener una f_{rep} de la mejor calidad posible, tanto en longitud de onda (duración del pulso < 30 fs), como en frecuencia ($f_{rep} = 1$ GHz).

Teniendo los datos de la frecuencia de repetición, la duración del pulso, la potencia media y el tamaño del spot (ver anexo sección 6.), se puede obtener la potencia de pico $P_p = 32$ kW y la intensidad de energía por unidad de tiempo por unidad de área $\Phi \approx 1$ MW/cm² del pulso. Este dato es importante, pues cuando sea necesario obtener la octava mediante la fibra PCF, mientras más intenso sea el pulso, mayores serán los efectos no lineales que ensanchen el espectro y mayor será el ancho de banda del supercontinuo. Además la hoja de datos de una de las fibras PCF utilizadas (NKT FEMTOWHITE 800), recomienda ingresar con una intensidad de energía por unidad de tiempo por unidad de área de $\Phi = 1$ MW/cm² por pulso, para obtener la octava en frecuencias dentro del espectro supercontinuo.

Finalmente se puede calcular la cantidad de modos N de nuestro peine como:

$$N \cong \frac{1}{\tau f_{rep}} \quad (2.6)$$

Dando $N \cong 37\ 000$.

2.2. Generación del supercontinuo

Esta sección trata acerca del montaje y la alineación de la fibra PCF para la generación de radiación supercontinua; paso necesario para poder obtener la f_0 . Es necesario acoplar los pulsos ultracortos a una fibra PCF, cuyo núcleo es del orden de unos pocos micrones (3 μ m). Mediante dos espejos posicionadores, se dirige el haz pulsado hacia una fibra PCF (Photonic Crystal Fiber) PSS 2620 MenloSystems, como se ve en la figura 2.15.

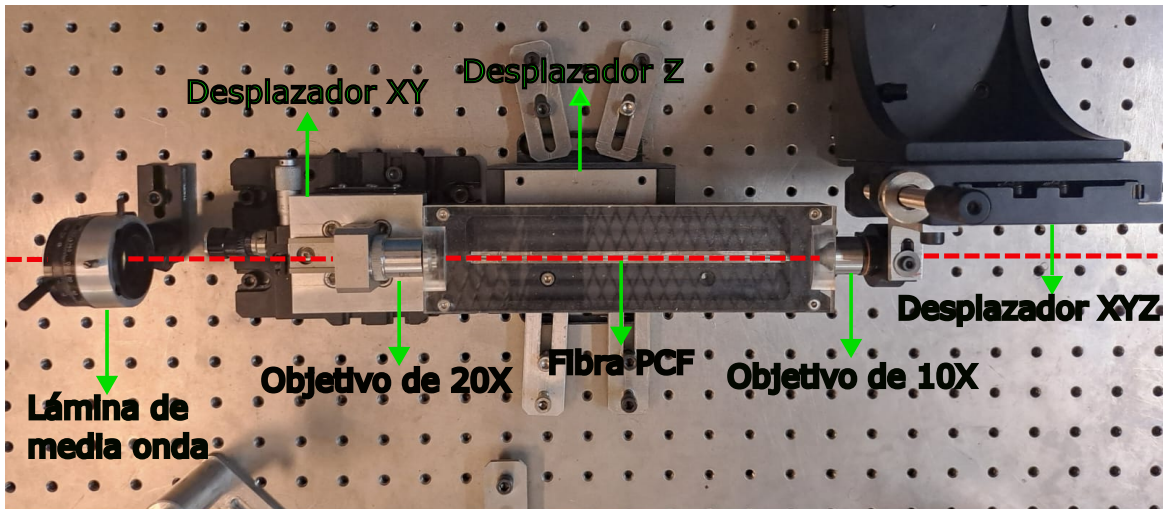


Figura 2.15: Montaje experimental del acople a fibra PCF. Al ingreso, una lámina $\lambda/2$, luego, un objetivo de microscopio 20X montado sobre un desplazador XY, después, la fibra PCF montada sobre un desplazador Z, finalmente, un objetivo de microscopio 10X sobre un desplazador XYZ.

Para poder acoplar luz a la fibra primero se utilizó una lámina de $\lambda/2$, ya que la fibra requiere que la polarización de ingreso esté alineada en la dirección privilegiada de la PCF. Luego, un objetivo de microscopio con una magnificación de 20X, una distancia focal $f \approx 1$ mm, una apertura numérica N.A.= 0,40, y un diámetro de ingreso de 4 mm. Este diámetro, es compatible con el área de spot $A = 3,43 \pm 0,06$ mm² y según la ecuación del radio de Airy, que dado una longitud de onda y una apertura numérica, se puede calcular el tamaño de enfoque limitado por difracción tenemos:

$$r_{\text{Airy}} = \frac{1,22\lambda}{2N.A.} \quad (2.7)$$

Sabiendo que $\lambda = 794,04 \pm 0,01$ nm, entonces $r_{\text{Airy}} = 1210,91 \pm 0,01$ nm, dando el diámetro de enfoque $d = 2,4$ μm , que también es compatible con el diámetro del núcleo de la fibra PCF. Para realizar el acople de forma eficiente, se montó el objetivo en un desplazador micrométrico diferencial XY y la fibra en un desplazador Z. Sabiendo que:

$$N.A. = n \sin \theta \quad (2.8)$$

Donde la apertura numérica de la fibra es 0,4 y el índice de refracción del vidrio 1,5, lo que da como resultado un ángulo de aceptación de $\theta = 15^\circ$. La luz que emerge de la fibra presenta una dispersión angular de 30° . Por lo tanto, para coleccionar la mayor cantidad de luz y poder alinearla, es necesario colimarla. En función de esta necesidad, se montó un objetivo de microscopio de 10X y N.A.= 0,25 sobre un desplazador XYZ, para colimar el haz saliente.

Una vez alineado el sistema se estudia como es el espectro a la salida de la fibra. Se midió el espectro de salida de la fibra para una potencia promedio del haz pulsado de 1 W y se la comparó con el pulso de ingreso, como se muestra en la figura 2.16.

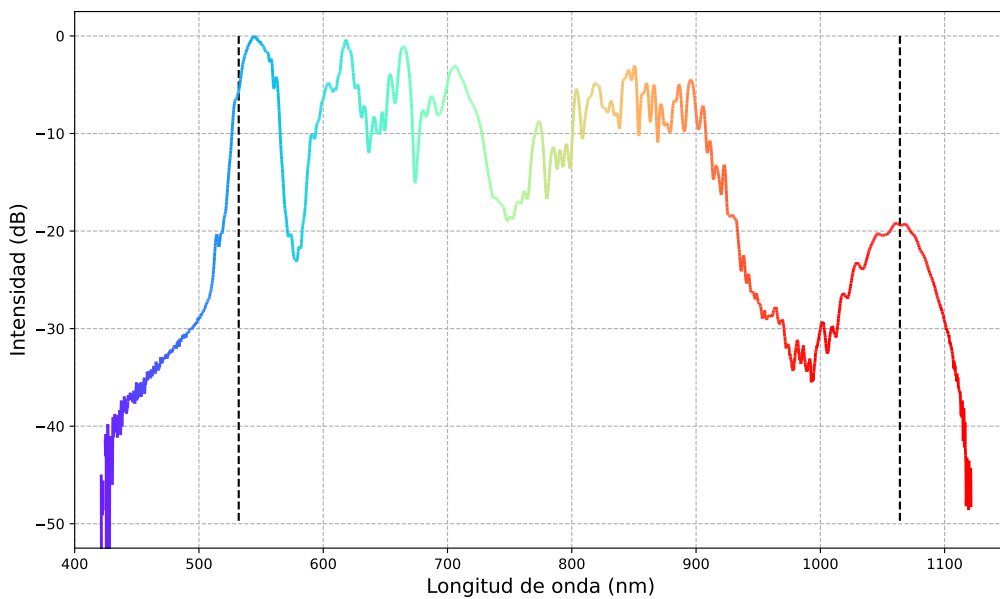


Figura 2.16: Medición del espectro a la salida de la fibra PCF para una potencia promedio de ingreso de 1 W. En líneas punteadas se marcan los extremos de la octava en 532 nm y 1064 nm.

El intervalo del espectro supercontinuo, se extiende desde los 500 nm a los 1100 nm. Puede verse que se alcanza una octava en longitudes de onda, condición necesaria para realizar la detección de f_0 . Sin embargo, se ve una diferencia en intensidad de 12 dB, entre la parte verde y la parte infrarroja. Esto es un problema, ya que para detectar f_0 , va a ser necesario batir ambos extremos y teniendo este desbalance de intensidades, ese batido puede tener un contraste muy pobre.

Se quiere estudiar como es el espectro del supercontinuo respecto a la potencia incidente al ingreso de la PCF. En este sentido, se realizaron mediciones del espectro a la salida de la fibra variando la potencia de ingreso cada 50 mW, como se observa a continuación.

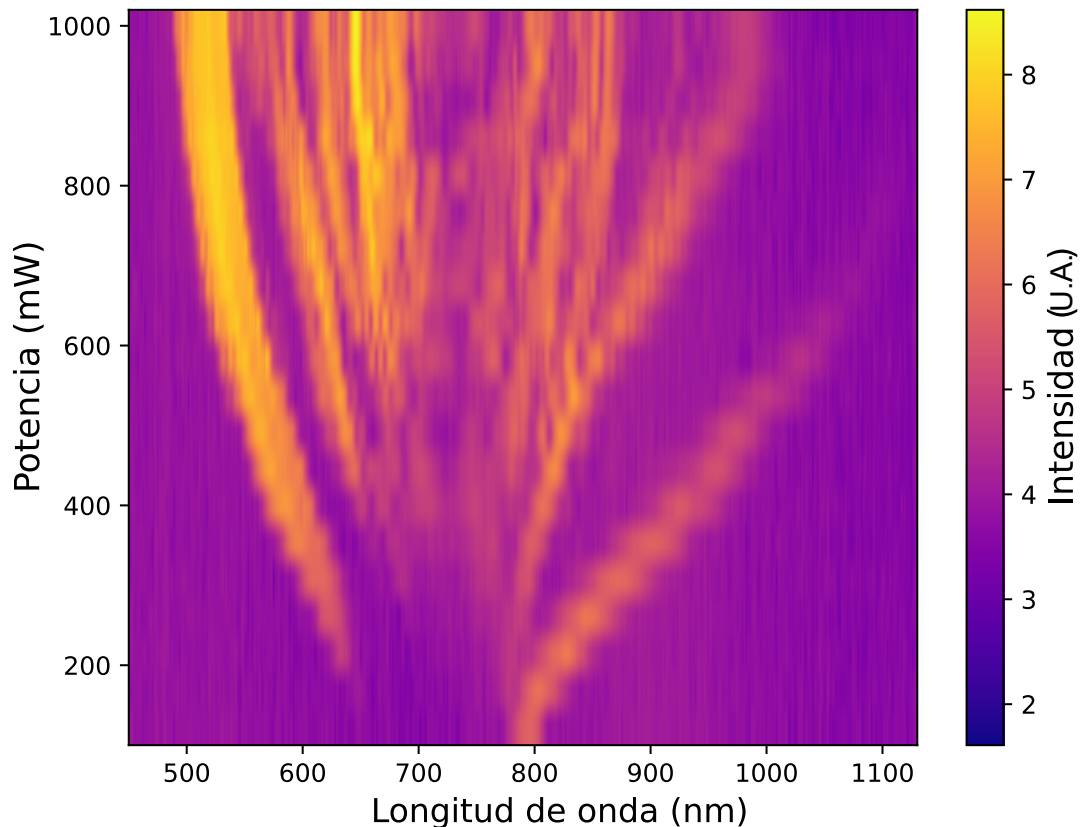


Figura 2.17: Medición del espectro en función de la potencia de ingreso a la PCF, mediante un analizador de espectros óptico. Puede verse como a medida que aumenta la potencia, el espectro va ensanchándose.

Puede observarse como a medida que aumenta la potencia de ingreso a la PCF, el espectro se ensancha. También puede notarse que el espectro generado hacia el verde, es mucho más intenso que hacia el infrarrojo. Este gráfico, muestra como los efectos no lineales que ensanchan el espectro del pulso, son favorecidos por el aumento de intensidad del pulso al ingreso de la PCF.

Teniendo en cuenta que, el espectro supercontinuo apenas abarca la octava en frecuencia necesaria para la detección de f_0 , se quiere caracterizar la estabilidad de este espectro en el tiempo. Para esto, se midió durante 4 horas, con el medidor de potencia, la potencia a la salida de la fibra en función del tiempo, con una potencia promedio de pulsado de 1 W como se observa en la figura 2.18.

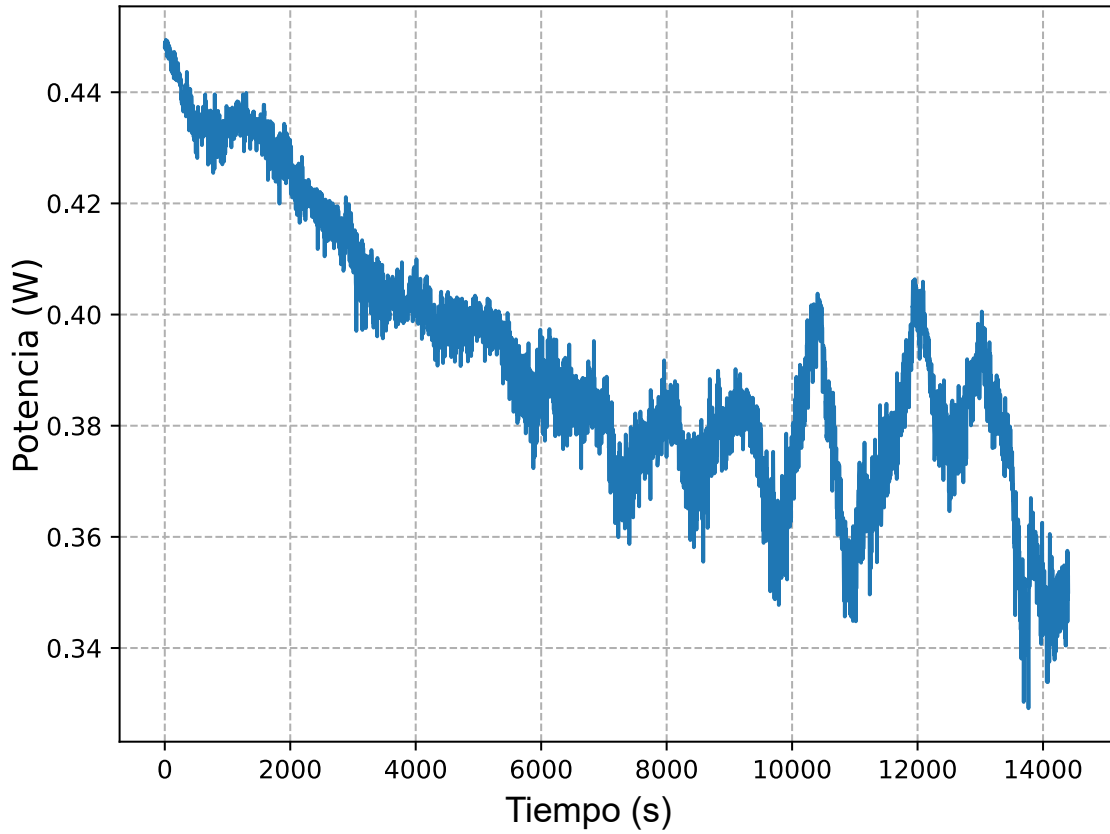


Figura 2.18: Medición de la potencia del supercontinuo en función del tiempo a la salida de la fibra PCF, para una potencia promedio de ingreso de 1 W.

La potencia de salida comienza en los 0,45 W y luego va bajando hasta 0,34 W a las 4 horas de medición. Se cree que esta variación en la potencia de salida es debida a vibraciones mecánicas del sistema, que desalinean el acople a la fibra PCF. Es importante recordar que el haz debe enfocarse en un área con un diámetro de $3 \mu\text{m}$. Esto representa un desafío, ya que cualquier variación en el acoplamiento provoca inestabilidades en el espectro del supercontinuo. Esto provoca que el supercontinuo, se haga más angosto y que no alcanza a cubrir una octava, condición necesaria para la detección de f_0 .

2.3. Interferómetro f-2f

En esta sección se va a tratar sobre el desarrollo del interferómetro f-2f. Como se vio en la introducción, una vez que se obtiene la octava en longitudes de onda, es necesario batir ambos extremos de ese espectro para obtener f_0 . A continuación, se presenta nuevamente el esquema de detección.

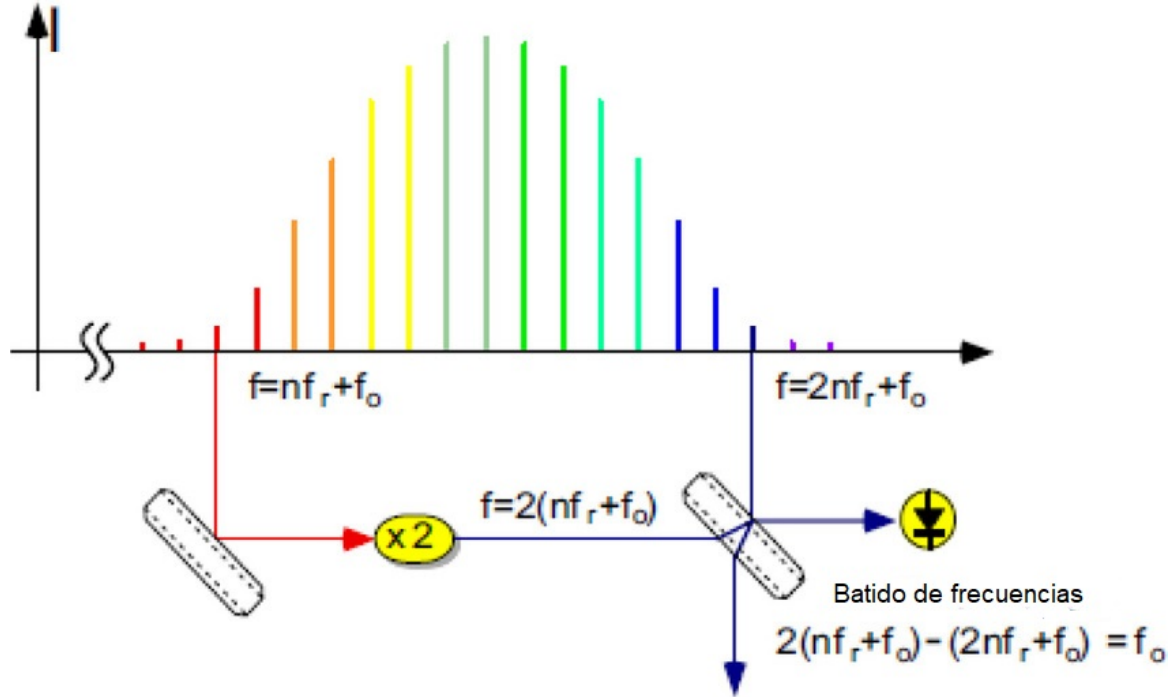


Figura 2.19: Esquema de detección f_0 . Se observa en el espacio de las frecuencias las distintas componentes del peine, de las cuales se seleccionan los dos extremos y se comparan entre ellos [11].

A la salida de la PCF se guió el haz hacia un interferómetro f-2f. Su función es tomar los extremos del espectro, verde e infrarrojo, y dividirlos en dos brazos con la misma longitud óptica. Luego, mediante un cristal de generación de segundo armónico (SHG), convertir la radiación infrarroja en verde y, finalmente, recombinar ambos haces en un fotodetector rápido. A continuación, vemos una foto del interferómetro montado.

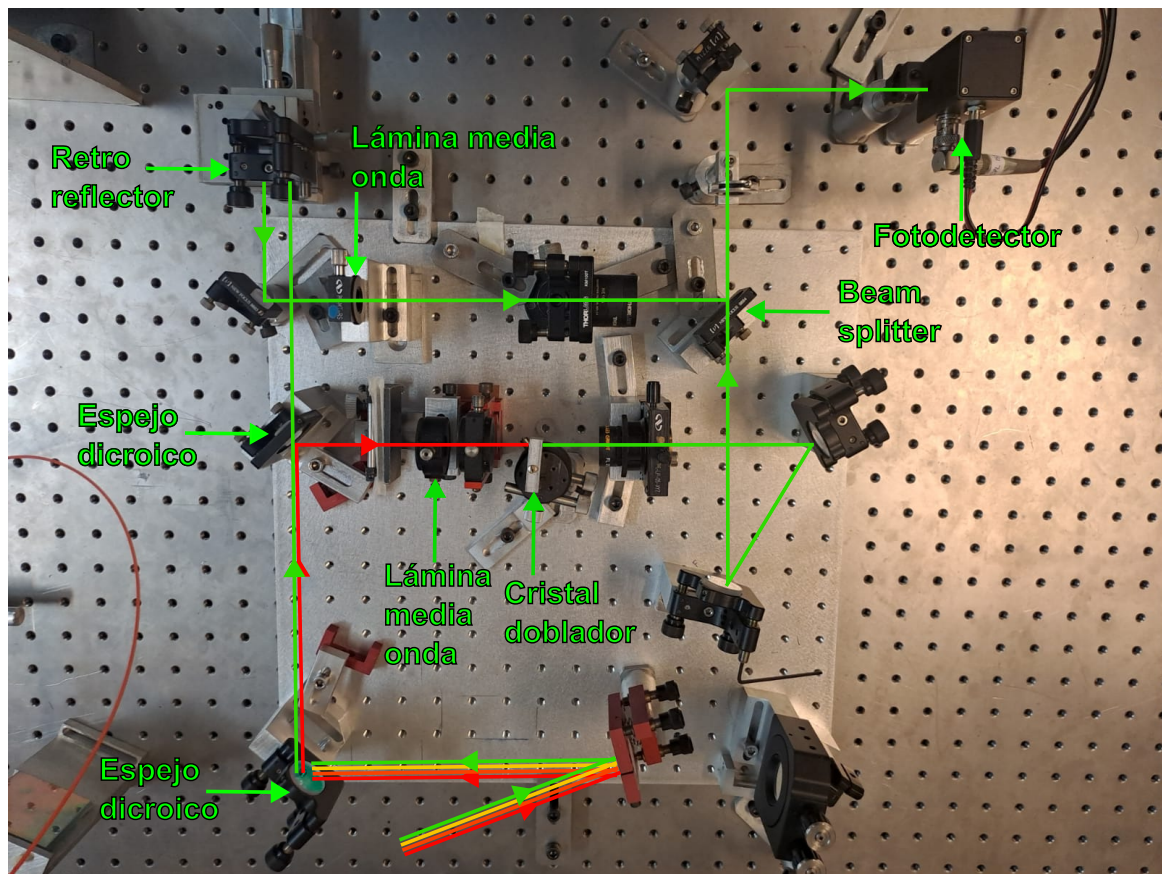


Figura 2.20: Foto del interferómetro f-2f, con el trazado de rayos correspondiente al camino óptico de ambos brazos.

El haz del supercontinuo, ingresa al interferómetro mediante un espejo posicionador. Primero, va a un espejo dicróico que refleja ambos extremos del espectro y transmite el resto. Luego, los extremos verde e infrarrojo van a un segundo espejo dicróico, que transmite el verde y refleja el infrarrojo, dividiendo el haz en dos brazos. En la figura, se marcan con verde y rojo sendos brazos. El brazo infrarrojo, pasa por una lámina $\lambda/2$, que controla su polarización y luego es enfocado en un cristal SHG, que duplica su frecuencia. El haz es colimado y dirigido hacia un divisor de haz. Por otro lado, el brazo verde, va a un retro-reflector montado en un tornillo micrométrico, que controla la longitud de este brazo. Luego pasa por una lámina $\lambda/2$, que controla su polarización, es atenuado en intensidad y se dirige al divisor de haz para recombinarse con la radiación, cuya frecuencia fue duplicada. Por último, el haz recombinado es enfocado mediante una lente, en un fotodetector EOT ET-2030A.

Una vez montado el interferómetro, es necesario equilibrar ambos brazos. Los pulsos deben coincidir en longitud de onda, alinearse espacial y temporalmente, tener la misma polarización y contar con intensidades similares para poder generar el batido. Teniendo en cuenta la naturaleza pulsada de la radiación láser utilizada, es necesario que los pulsos coincidan temporalmente. Para esto, se midieron cada uno de los caminos ópticos, tomando en cuenta los espesores y los índices de refracción de cada elemento óptico y para el ajuste fino, se fue barriendo con el tornillo micrométrico del retro-reflector.

Para probar que hay solapamiento en longitud de onda, se realizó una medición del espectro en cada rama del interferómetro, como se observa a continuación.

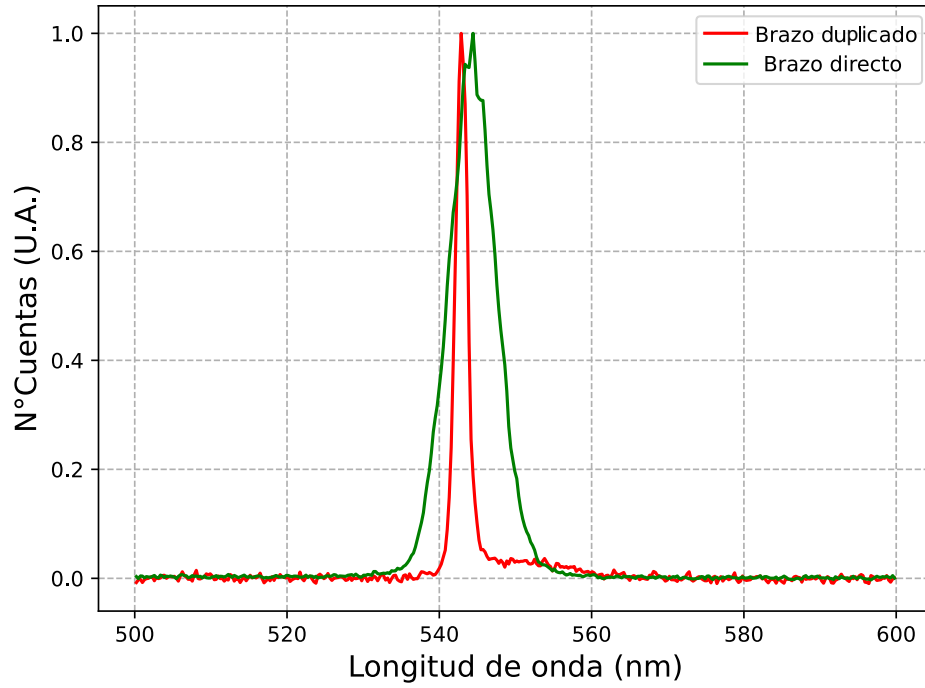


Figura 2.21: Medición del espectro de ambos brazos del interferómetro f-2f. En rojo se muestra la radiación infrarroja duplicada en frecuencia y convertida en verde y en verde el brazo directo.

El gráfico muestra en verde el brazo verde directo, cuyo máximo está en 544 nm y con un ancho a mitad de altura de 8 nm. En rojo el brazo infrarrojo duplicado, cuyo máximo se encuentra en 543 nm, con un ancho a mitad de altura de 2 nm. Esto muestra, que los espectros de ambos brazos se solapan en longitud de onda.

Por último, fue necesario balancear ambos brazos en potencia, pues el brazo directo tenía mayor potencia que el duplicado. Para esto, se usaron atenuadores en el brazo directo. Para probar este balance en potencia y en función de caracterizarlo a lo largo del tiempo se realizó una medición de la potencia en función del tiempo para ambos brazos, como se observa en el siguiente gráfico.

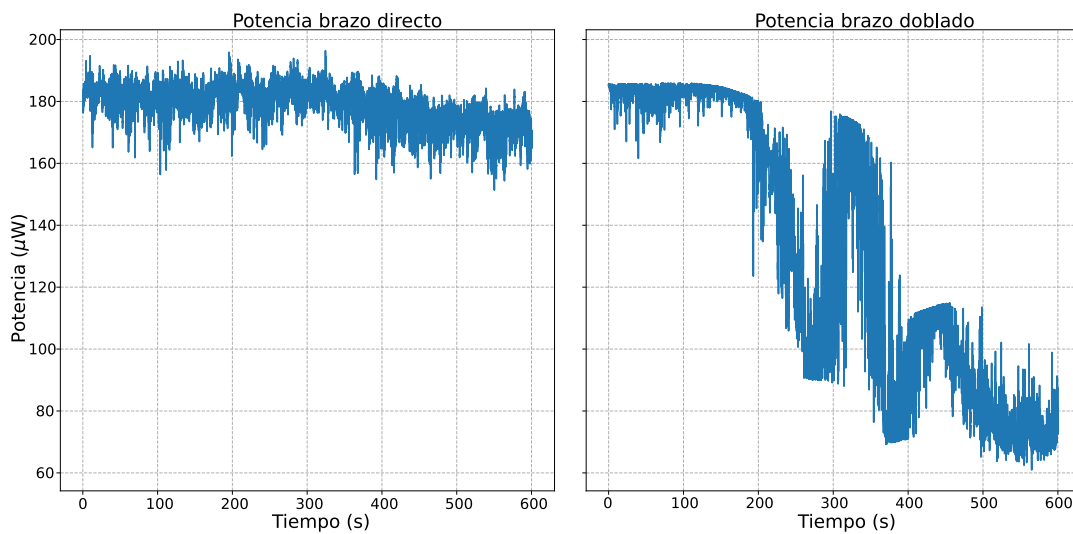


Figura 2.22: Potencia en función del tiempo de ambos brazos del interferómetro. A la izquierda, puede verse la potencia del brazo directo. A la derecha, se ve la potencia del brazo duplicado.

A la izquierda, puede verse como la potencia del brazo directo se mantiene estable a lo largo del tiempo, con un

valor medio de $179 \mu\text{W}$ y un desvío de $6 \mu\text{W}$. A la derecha, vemos como la potencia del bazo duplicado en los primeros 200 s, se mantiene estable con un valor medio de $180 \mu\text{W}$ y un desvío de $4 \mu\text{W}$ y luego, tiene variaciones abruptas cayendo a $70 \mu\text{W}$. Esto muestra, que el interferómetro está balanceado en potencia en el corto plazo. Sin embargo, la potencia del brazo duplicado tiene problemas de estabilidad, que generan desbalances a lo largo del tiempo. Esto como se mostró anteriormente, puede deberse a que la potencia del supercontinuo, también tiene fluctuaciones a lo largo del tiempo, por las vibraciones mecánicas que afectan el acople a la fibra PCF. Finalmente, esto se traduce en una reducción del ancho de banda supercontinuo, que baja la intensidad de la parte infrarroja. Esto, puede verse en la figura 2.16, en la cual se observa que la parte IR es 12 dB menor a la verde y por lo tanto, afecta la generación de la segunda armónica, dando como resultado un batido con un bajo contraste.

Capítulo 3

Armado y caracterización de los sistemas de control

En la siguiente sección se tratará del armado de los sistemas de control de ambos parámetros del OFC. En esta parte del experimento se trabajó con señales de RF, que mediante el desarrollo de dos PLLs se amarraron a la frecuencia de referencia del Cs. También, se caracterizaron los componentes constitutivos de sendos PLLs.

3.1. Lazo de control de la frecuencia de repetición

Una vez detectada la señal de f_{rep} , como se mostró en la sección 2.1.3., se procede a montar un PLL para poder estabilizar esta frecuencia y referenciarla al Cs. A continuación, se puede ver el esquema del PLL.

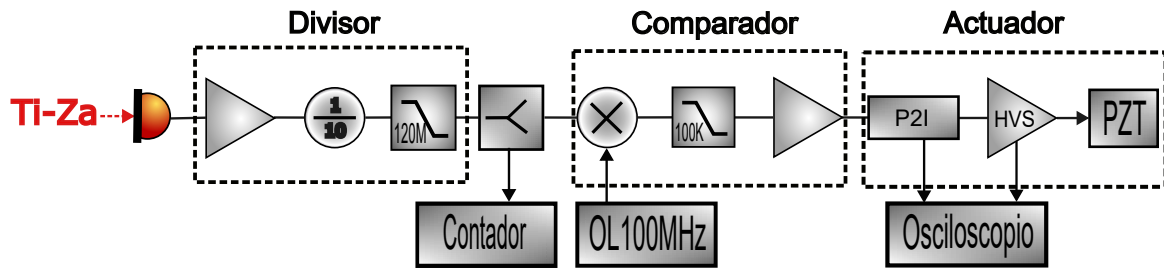


Figura 3.1: Esquema del PLL de f_{rep} . Se adquiere la señal, se divide la frecuencia por 10. La señal va a un mezclador de frecuencias, donde se mezcla con una señal de referencia, que entrega un oscilador local generando una señal error. Luego, la señal error llega a un módulo P2I (Proporcional doble Integrador). Éste, entrega una señal de control a un VCO, que controla el largo de la cavidad Ti-Za.

El PLL cuenta con tres bloques:

- El divisor, que amplifica divide en frecuencia y filtra la señal.
- El comparador, que compara en fase la señal con una señal de referencia entregando una señal error $e(t)$.
- El actuador, que filtra la $e(t)$ la convierte en una señal de control $u(t)$ la amplifica y finalmente actúa sobre el sistema mediante un PZT.

Divisor f_{rep}

Luego de adquirir f_{rep} , se utiliza un amplificador SPF5189Z para incrementar la potencia de la señal. La potencia de la señal al ingreso del amplificador, es de -13 dBm y la potencia a la salida es de -3 dBm. Esta amplificación en 10 dB, es necesaria, ya que luego se ingresa la señal a un divisor de frecuencia ($f/10$) Stanford Research Systems SR625, que admite un ingreso entre -10 dBm y 10 dBm. Para caracterizar el funcionamiento del divisor, se realizaron mediciones de la señal f_{rep} antes y después del divisor, midiendo en simultáneo con el osciloscopio y con el analizador de espectros, como se muestra a continuación.

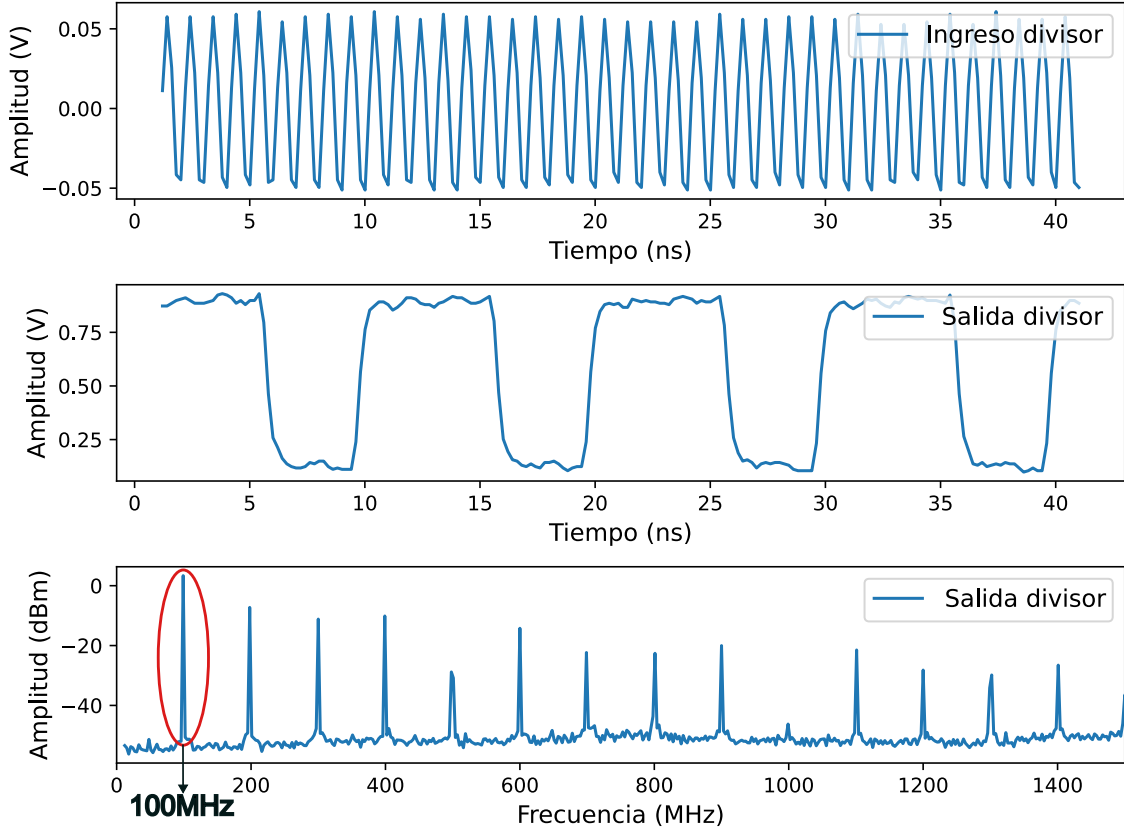


Figura 3.2: Medición de f_{rep} al ingreso y a la salida del divisor. El primero es la señal al ingreso medida con el osciloscopio. El segundo es la señal a la salida del divisor medida con el osciloscopio. El tercero es la señal de salida medida con el analizador de espectros. Se marcó en rojo la componente de 100 MHz.

Puede verse como el divisor de f_{rep} realiza una división por 10 en frecuencia de la señal de ingreso y su ciclo de trabajo (duty cycle) es de 60/40. También vemos la señal entregada por el analizador de espectros, donde aparece el pico de 100 MHz y sus armónicos. Esta traza del analizador de espectros se corresponde con la transformada de Fourier de la señal del osciloscopio.

A continuación esta señal es filtrada por un filtro pasa bajos de 120 MHz Mini-Circuits ZLPF-120+, para quedarnos con una señal de 100 MHz sin armónicos superiores, cuya potencia es de 1,8 dBm, con la cual se va a trabajar a partir de ahora. Después esta señal ingresa a un divisor de potencia Mini-Circuits ZSCJ-2-1, que divide en dos señales de igual frecuencia y potencia. Una parte de esta señal se tiene como referencia para contarla con un frecuencímetro Stanford Research System SR620, cuya base de tiempo está referenciada al reloj de cesio.

Comparador f_{rep}

Como se mencionó en la figura 1.18, una parte fundamental de un PLL es el comparador de fase. En este caso se usó un mezclador de frecuencias Mini-Circuits ZAD-1W. En la entrada de RF ingresa la otra parte de la señal y en la entrada LO (Local Oscillator), se conecta una señal de 100 MHz y 5 dBm, de un generador de funciones Stanford Research Systems SG384 (referenciado al Cs). Al mezclarse dos frecuencias de 100 MHz, se obtiene la diferencia que es del orden de los cientos de Hz, la suma y los armónicos superiores, que se van a filtrar, quedando solo con la diferencia. Para esto, la salida del mezclador de frecuencias, ingresa a un filtro amplificador variable Stanford Research Systems SR560, ajustado a un ancho de banda de 100 kHz y una ganancia de 10 dB. A partir de acá, se tiene la señal error, cuya amplitud es de 4,5 Vpp. A continuación se muestra un esquema del funcionamiento del comparado junto a una medición con el osciloscopio de la señal error variando la señal del LO.

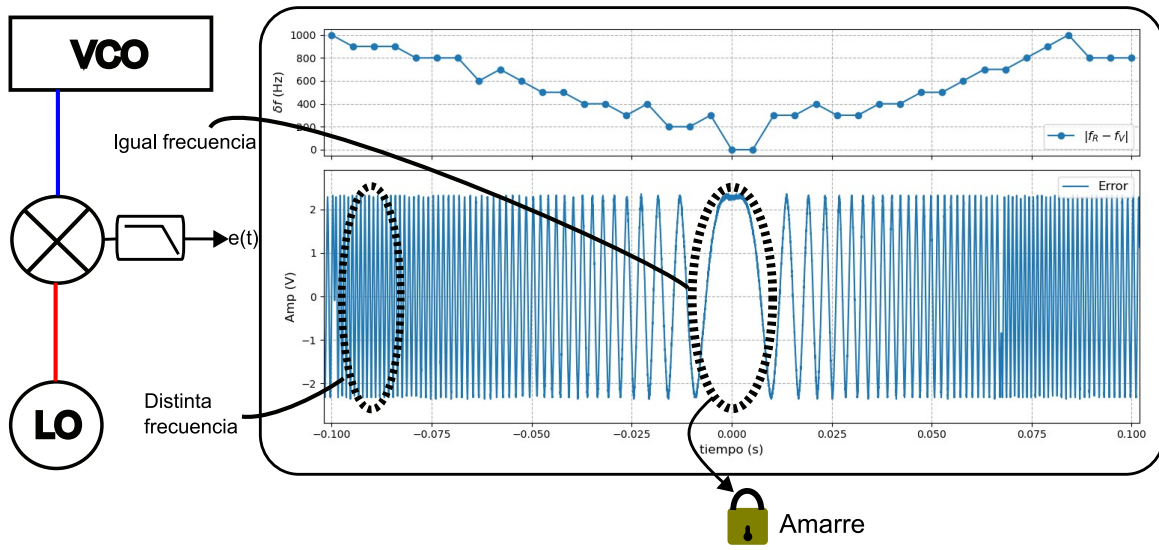


Figura 3.3: A la izquierda se observa el esquema de funcionamiento del mezclador de frecuencias donde se mezclan las señal de retroalimentación del VCO y la señal de referencia del LO. A la derecha abajo la medición con el osciloscopio de la señal de error $e(t)$, arriba la diferencia entre la frecuencia del VCO y la del oscilador local.

Cuando se varía en frecuencia la señal del LO la señal de error aumenta o disminuye en frecuencia.

$$e(t) = A \cos[(\omega_{VCO} - \omega_{LO})t + (\phi_{VCO} - \phi_{LO})] \quad (3.1)$$

Puede verse a tiempo 0 s que al tener ambas señales igual frecuencia, la frecuencia de la $e(t)$ se hace cero.

Actuador f_{rep}

Una vez que se tiene la señal error, se ingresa a un módulo proporcional doble integrador y luego a un amplificador de alta tensión (HVS) que controla el PZT. Estos equipos fueron donados por el BIPM (Oficina Internacional de Pesas y Medidas) cómo parte de una colaboración que mantiene el INTI con dicho organismo. A continuación pueden verse tanto el módulo P2I, como el amplificador.

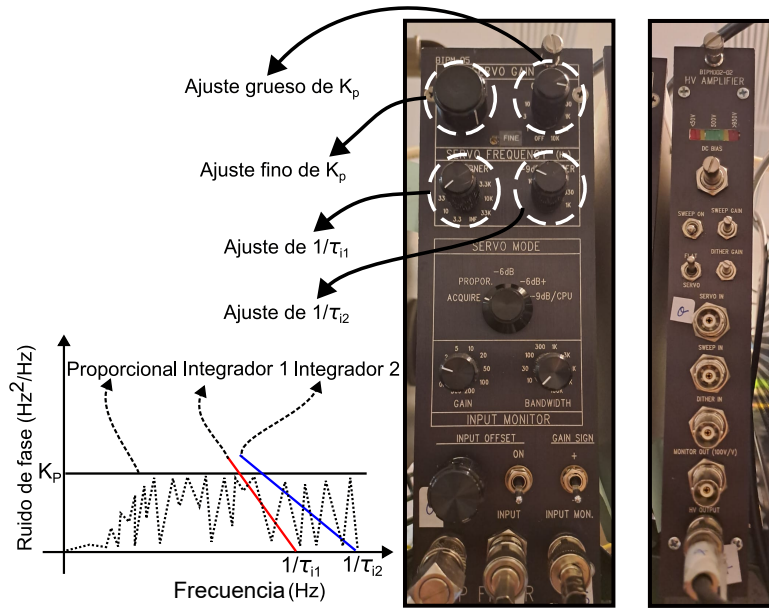


Figura 3.4: A la izquierda, se ve la respuesta del filtro en frecuencia. Al centro el módulo proporcional integrador con sus comandos selectores y un esquema del accionar de las distintas etapas. Se ingresa en el INPUT (conector del medio) con la señal error ($e(t)$) y en el OUTPUT (conector de la izquierda) se tiene la señal de control ($u(t)$). A la derecha, se ve el HVS, se ingresa en el SERVO IN (primer conector) con la señal de control, la cual se amplifica y sale en HV OUTPUT (último conector).

Una diferencia para destacar entre el módulo PID presentado en la introducción y este módulo P2I, radica en que el proporcional doble integrador utilizado, carece de la etapa derivadora por lo tanto, la etapa de este filtro que actúa para filtrar ruido de alta frecuencia es la etapa proporcional. A continuación pasamos a realizar una descripción del accionar del módulo P2I (BIPM-05). Como vimos en la introducción sección 1.2.1., un módulo proporcional integrador derivador funciona como un filtro el cual toma la señal de error $e(t)$ y entrega una señal de control $u(t)$. Nuestro módulo en particular tiene 5 modos de funcionamiento (SERVO MODE):

- Pasivo (solo adquiere y no actúa)
- Proporcional $u(t) = K_{p1}e(t)$
- Proporcional integrador $u(t) = K_{p1}e(t) + K_{i1} \int e(t)dt$
- Proporcional doble integrador 1 $u(t) = K_{p1}e(t) + K_{i1} \int (\int e(t)dt)dt$
- Proporcional doble integrador 2 $u(t) = K_{p1}e(t) + K_{i2} \int (\int e(t)dt)dt$

Donde K_p es la constante de ganancia del proporcional, K_{i1} la constante de ganancia del integrador y del primer doble integrador donde $K_{i1} = K_p/\tau_{i1}$, y K_{i2} , la constante de ganancia del segundo doble integrador donde $K_{i2} = K_p/\tau_{i2}$. Seguidamente, se muestra un esquema del funcionamiento del P2I.

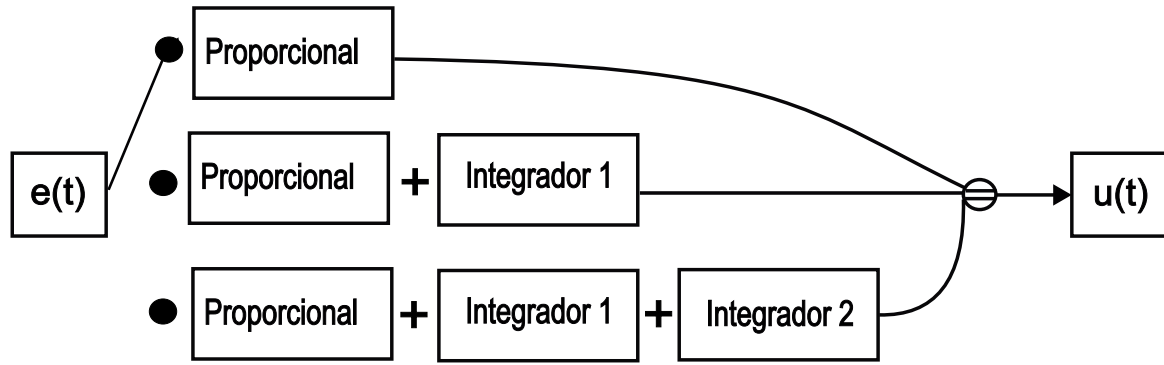


Figura 3.5: Esquema del funcionamiento del módulo P2I. La $e(t)$, ingresa y se van sumando etapas a medida que se gira el control del SERVO MODE, obteniéndose a la salida la $u(t)$.

Además los comandos selectores del módulo permiten elegir los valores de la constante de ganancia K_p y el ancho de banda de los proporcionales integradores τ_{i1} y τ_{i2} . La salida del módulo P2I ($u(t)$), es una señal que se encuentra en un rango entre -10 V y 10 V. Luego esta señal $u(t)$ ingresa al HVS cuya ganancia es de 40, que amplifica y mapea la señal de control entre 0-1 000 V. El HVS posee un potenciómetro DC Bias para centrarse en un punto de trabajo dentro del rango mencionado. También, tiene un puerto para controlar el DC Bias mediante un barrido externo. Este es el último eslabón de la cadena de RF, para poder controlar y estabilizar f_{rep} .

3.2. Lazo de control de la frecuencia cero

Como se mencionó en la introducción, el otro parámetro del peine a estabilizar es la denominada f_0 . Su detección se realiza de forma indirecta mediante un interferómetro f-2f cuyo montaje se observa a continuación.

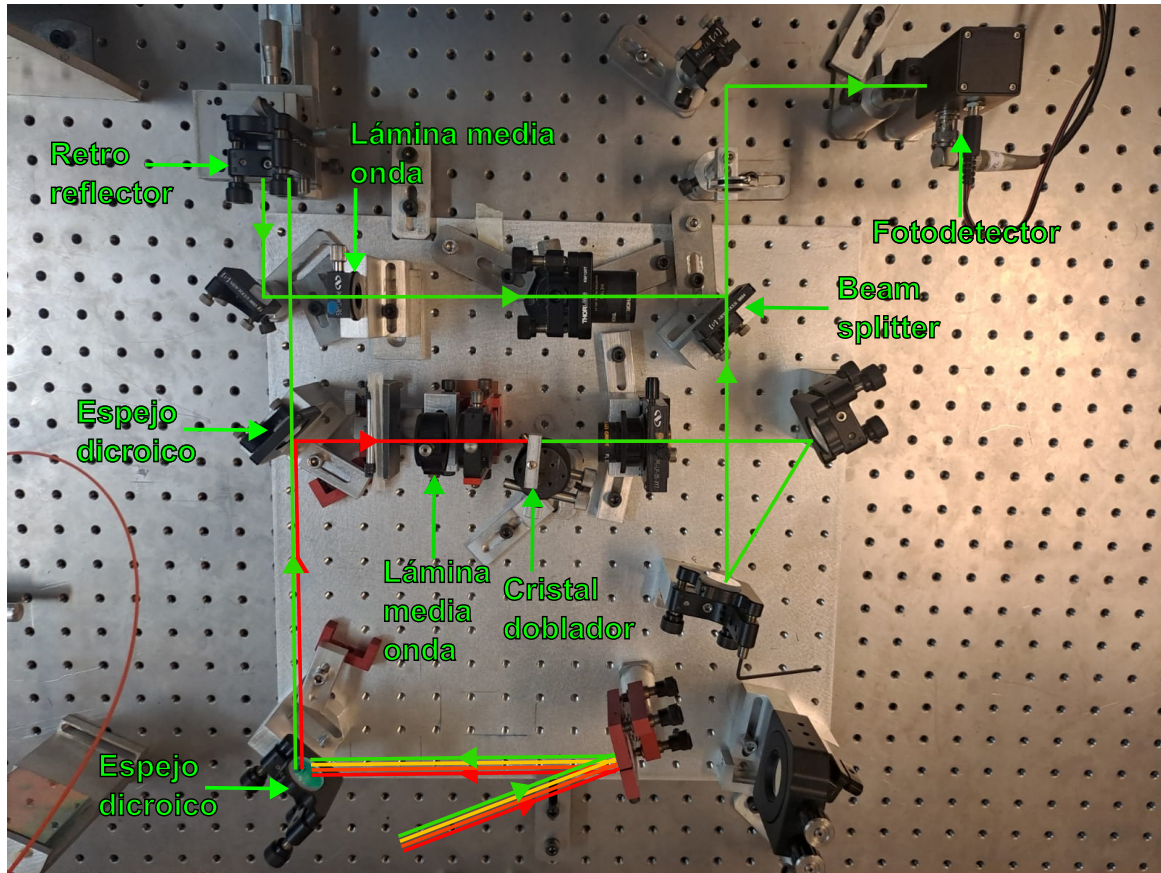


Figura 3.6: Esquema del interferómetro f-2f, con el trazado de rayos correspondiente a ambos extremos de la octava. En verde se muestra el camino óptico del extremo verde 532 nm y en rojo el extremo infrarrojo 1064 nm.

La radiación del espectro supercontinuo ingresa al interferómetro y es filtrada, quedando los extremos verde e infrarrojo del espectro. El extremo verde pasa por un retroreflector montado en un desplazador micrométrico que controla la longitud de este camino. El extremo infrarrojo pasa por un cristal duplicador en donde se convierte en verde. Finalmente ambas radiaciones se recombinan en un divisor de haz y el batido es detectado por un fotodiodo rápido (MenloSystems APD210), dando el siguiente resultado en un analizador de espectros.

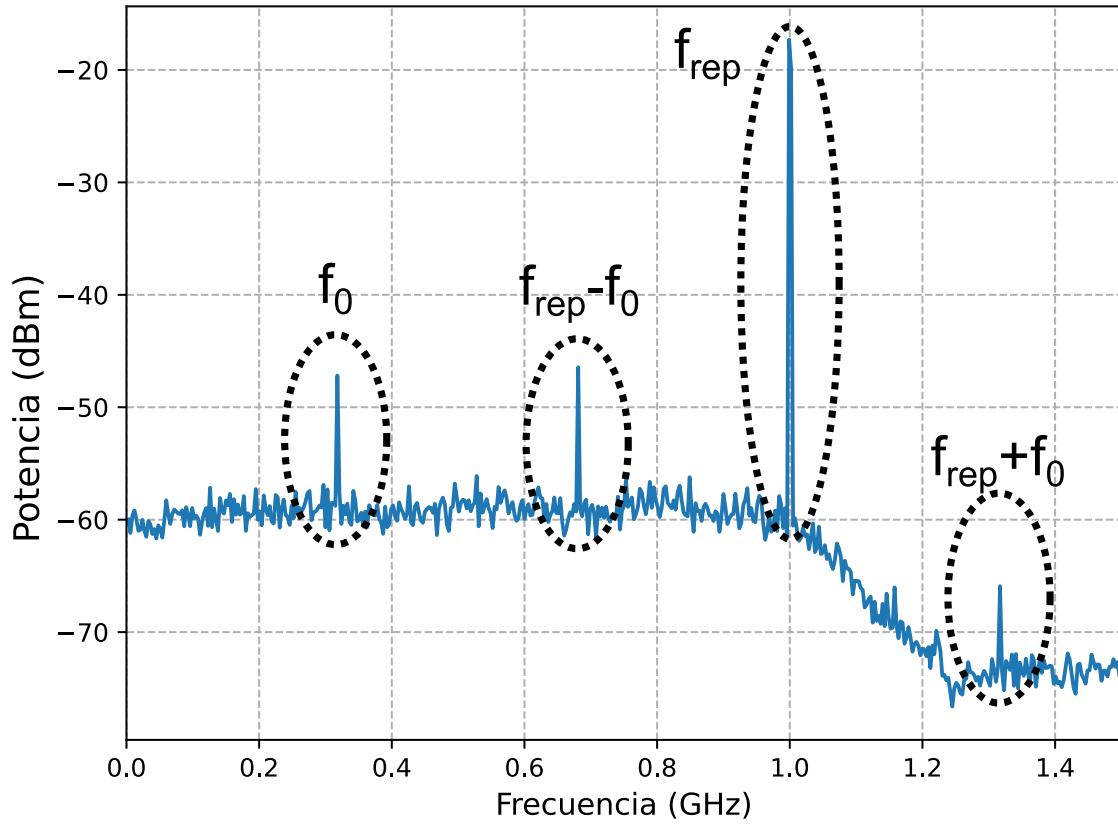


Figura 3.7: Potencia de RF a la salida del fotodiodo APD210, medida con un analizador de espectros con una resolución de 3 MHz. Se observa el batido entre los dos brazos del interferómetro y el pico de f_{rep} .

Puede verse que f_0 está centrada en 335 MHz, con una potencia de -47 dBm, que equivale a 20 nW. También se ve un pico más intenso de 1 GHz, correspondiente a f_{rep} y se ven dos picos más correspondientes a $f_{rep} - f_0$ y $f_{rep} + f_0$. En el anexo sección 6.2., se realiza la cuenta que explica la aparición de estas componentes. Como se quiere trabajar con uno de los 3 picos que involucran a f_0 , es necesaria una cadena de RF, capaz de filtrar y amplificar la señal. Obteniendo así, una f_0 con una potencia y relación señal ruido suficiente, como para poder monitorearla y estabilizarla mediante un lazo de enganche de fase. Se eligió trabajar con el segundo pico $f_{rep} - f_0$, centrado en 665 MHz, con una intensidad de -47 dBm, porque el filtro pasa-banda sintonizable con el que se cuenta, trabaja en el rango 500-800 MHz. Para esto se armó el siguiente lazo de control.

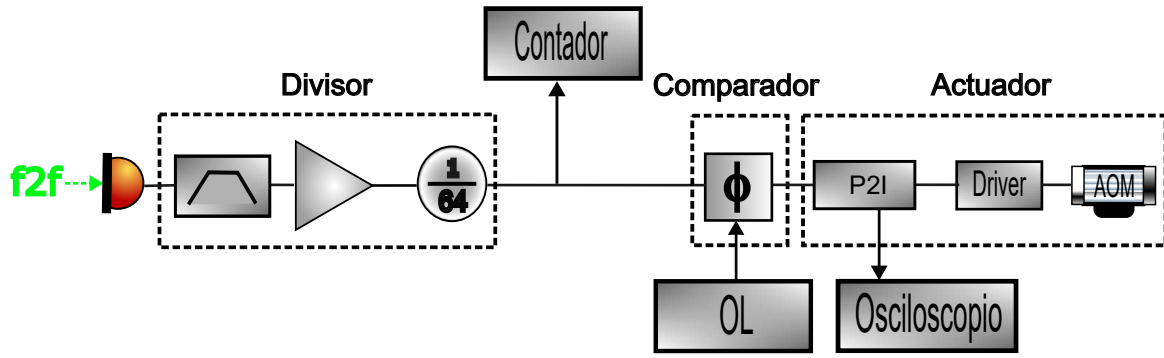


Figura 3.8: Esquema del lazo de control de f_0 . El fotodiodo a la salida del interferómetro $f\text{-}2f$, adquiere el batido; se lo filtra y amplifica. Luego, la señal va a un divisor de frecuencia ($f/64$), cuya salida se bifurca, una parte va al contador que mide $\frac{f_{rep}-f_0}{64}$ y la otra va a un comparador de fase, donde se compara con una señal de referencia. La $e(t)$, ingresa a un módulo proporcional integrador. Éste entrega una señal $u(t)$ al controlador del modulador acusto-óptico, que controla la potencia de bombeo del Verdi.

El PLL que se desarrolló para f_0 tiene tres bloques similares al PLL de f_{rep} . Cuenta con un divisor, un comparador y un actuador. A continuación se describen cada uno de estos bloques.

Divisor f_0

La señal ingresa a un divisor donde se filtra mediante un filtro pasa-banda sintonizable (TELONIC BERKELEY INC. TTF 500-5-5EE), cuyo ancho es de 50 MHz y su rango de ajuste 500-800 MHz. Luego mediante un conjunto de dos amplificadores cuya ganancia en conjunto es de 50 dB, se amplifica la señal. Después la señal con una potencia de 3 dBm ingresa a un módulo armado en el BIPM, que cuenta con un divisor secuencial variable donde se divide la señal. Se ajustó el divisor secuencial para que la división en frecuencia sea por 64. A continuación vemos el módulo del BIPM con sus respectivos bloques.

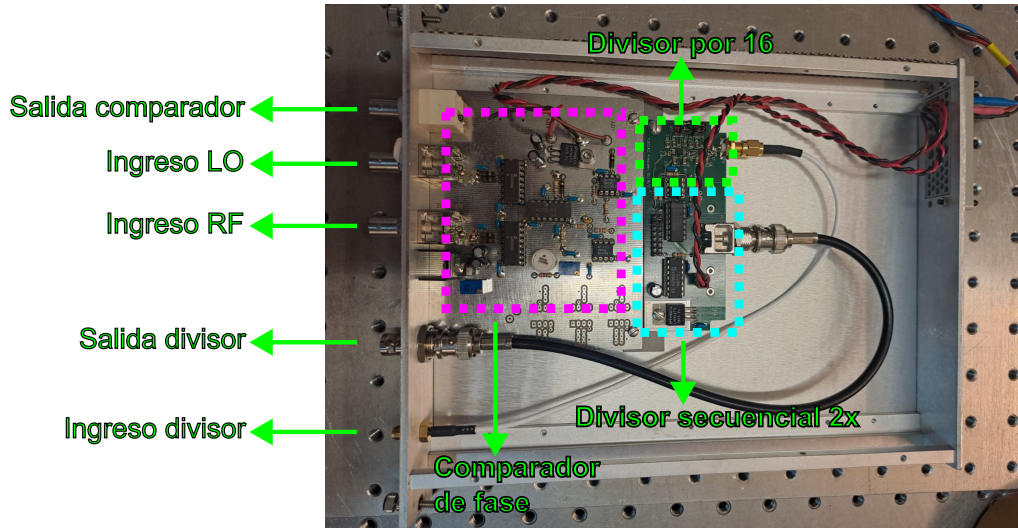


Figura 3.9: Módulo del BIPM. El recuadro verde, marca el bloque que divide la señal por 16. Luego en celeste, se ve el bloque divisor secuencial 2x. Por último en violeta, el bloque que actúa como comparador.

Para caracterizar el funcionamiento del divisor se realizó una medición con el osciloscopio a dos canales. Se ingresó con una señal 640 MHz y se midió en simultáneo la entrada y la salida del divisor como se observa a continuación.

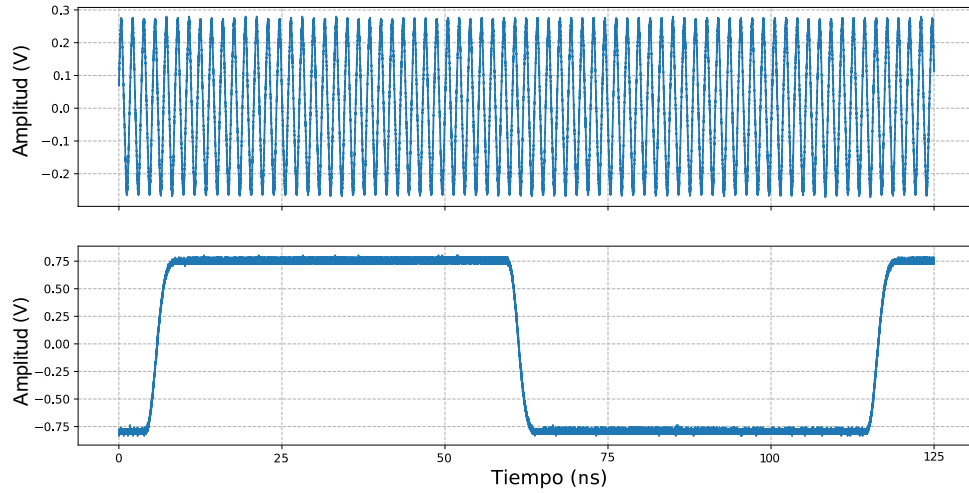


Figura 3.10: Arriba, medición de la señal de 640 MHz de ingreso al divisor. Abajo, medición de la señal de salida. Se observa que el módulo realiza la división en frecuencia por 64 de la señal de ingreso.

Puede verse como el módulo realiza la división en frecuencia por 64 de la señal de ingreso. También se observa que el divisor tiene un ciclo de trabajo de 50/50.

Comparador f_0

La señal de salida del divisor se bifurca, una parte va al contador que mide $\frac{f_{rep} - f_0}{64}$ y la otra ingresa a un comparador de fase. Éste compara la fase de la señal RF con la fase de la señal que entrega un oscilador local (LO). A la salida se tiene una señal error con la diferencia de fase entre ambas. En particular este comparador de fase, primero rectifica ambas señales, transformándolas en señales cuadradas y luego las compara en fase. En función de caracterizar el comparador de fase, se realizó una medición con el osciloscopio de la salida del comparador de la señal de error, como se muestra en la siguiente figura.

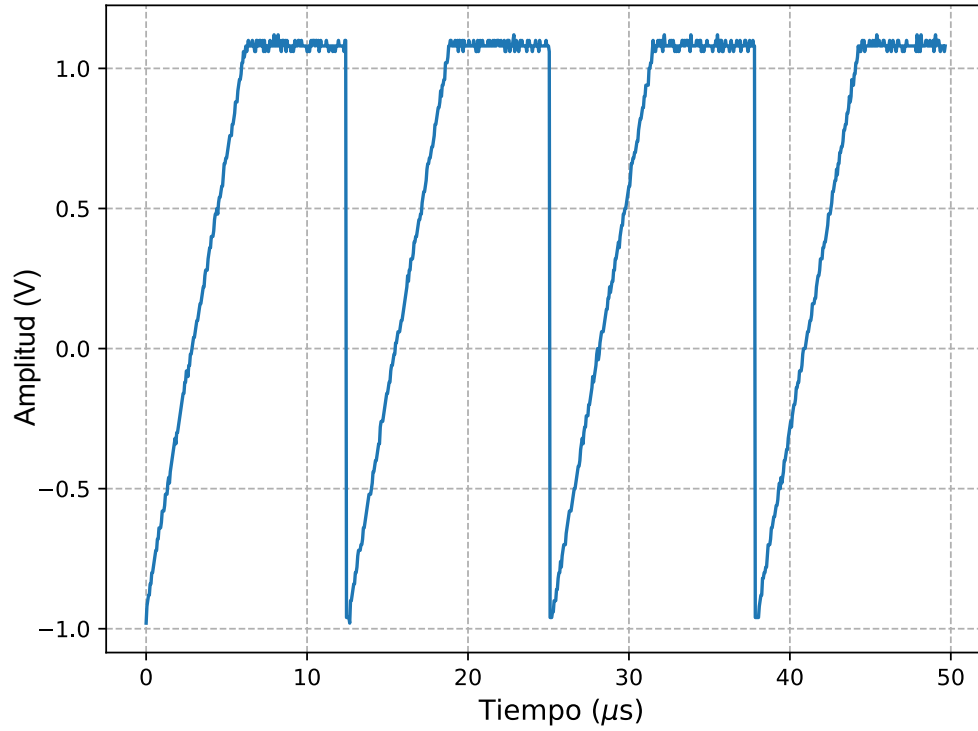


Figura 3.11: Medición mediante el osciloscopio de la señal de error $e(t)$ a la salida del comparador de fase.

Se puede apreciar una señal error que es diferente a la señal tipo senoidal que se tiene en el lazo de la f_{rep} presentada en la figura 3.3. Esto se debe a que la señal de error de la f_{rep} es la diferencia de dos funciones senoidales, mientras que la señal de error de la f_0 es la convolución entre dos funciones cuadradas.

Actuador f_0

Finalmente la señal de error que sale del comparador ingresa a otro módulo P2I, igual que el utilizado en el lazo de f_{rep} . Este entrega una señal de control que va al actuador. En este caso el actuador es un modulador acusto-óptico (AOM), que controla mediante una señal analógica entre -1 V y 1 V la intensidad de bombeo del Verdi V6. En el ingreso y en la salida del P2I, se monitorean con un osciloscopio, la señal de error y la señal de control simultáneamente.

La señal de control, va al controlador (EQUIPMENTS SCIENTIFIQUES 92380) de un AOM (IntraAction ASM), que se muestra a continuación.



Figura 3.12: A la izquierda, se observa el modulador acusto-óptico utilizado en el lazo de control de la f_0 montado sobre una mesa rotatoria y a la derecha, su controlador.

El AOM funciona como una red de difracción ajustable por tensión. Distribuye angularmente la intensidad del haz de entrada en órdenes secundarios, de esta manera es posible controlar la intensidad del haz central. El driver posee dos controladores el CARRIER LEVEL que controla la potencia de la señal RF OUTPUT y el CENTER FREQUENCY que controla el parámetro de red. Además tiene un puerto MODULATION con el cual se puede modular la potencia de RF que es donde ingresa la señal de control $u(t)$. Seguidamente, se muestra un esquema del funcionamiento del AOM.

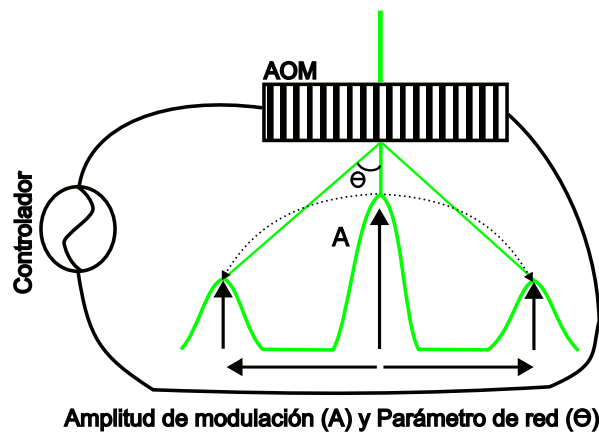


Figura 3.13: Esquema del funcionamiento del AOM. El CARRIER LEVEL, controla la amplitud de modulación de la señal RF, lo que controla la distribución en potencia del máximo principal a los órdenes secundarios. El CENTER FREQUENCY, controla el parámetro de red, lo que controla el ángulo de deflexión entre el orden principal y los secundarios.

Algo más a tener en cuenta, es el ángulo de ingreso del haz de bombeo en el AOM, ya que la distribución de intensidades también depende de este parámetro. Por lo tanto, a la hora de montarlo se realizó la siguiente prueba para conocer los límites del actuador. Luego de montar el AOM sobre una mesa rotatoria en la salida del Verdi V6, se lo ajustó en incidencia normal, se encendió el controlador y se seleccionó la máxima amplitud de modulación. El parámetro de red se ajustó para que los órdenes secundarios tengan una separación máxima respecto al principal. Se ajustó la potencia del Verdi en 1 W y se fue monitoreando con el medidor de potencia la potencia a la salida del AOM. Se fue rotando el AOM hasta conseguir la atenuación máxima del orden principal que fue del 2 %.

Capítulo 4

Estabilización en frecuencia de un OFC

En la siguiente sección se presentan los resultados obtenidos a lo largo del experimento de la estabilización en frecuencia del OFC. Comenzando por la calibración de los actuadores de ambos lazos de control (PZT, AOM). Siguiendo con el amarre y la estabilización de f_{rep} y de f_0 . Luego se realiza un estudio de la estabilidad y el ruido asociado a sendos parámetros, mediante el análisis de la varianza de Allan. Posteriormente, se caracteriza el desempeño de ambos lazos de control. Seguidamente, se lleva a cabo un estudio a largo plazo del funcionamiento del amarre. Finalmente, se exponen los problemas que deben resolverse, junto con las posibles soluciones correspondientes para cada caso.

4.1. Estabilización de f_{rep}

A continuación se quiere probar que el lazo de control de f_{rep} logra controlar y estabilizar este parámetro del OFC. Para ello, primero se caracterizó f_{rep} a lazo abierto. Luego, se realizó una calibración del VCO del PLL. Después, se mostró como el lazo de control logra amarrar la señal a una referencia. Posteriormente, se caracterizó el módulo P2I para sus distintos modos de funcionamiento. A continuación, se realizó un estudio del amarre a largo plazo. Finalmente, se presentaron las limitaciones de este amarre.

f_{rep} a lazo abierto

En función de caracterizar la dinámica de f_{rep} , se realizó un estudio de su comportamiento a lazo abierto. Como se mostró en la figura 3.1 del PLL de f_{rep} , entre el bloque divisor y el comparador se adquiere la señal. Para esto, se desarrolló un código en Python, como se presenta en el anexo sección 6.3.1., que mide esta señal, mediante un frecuencímetro Stanford Research System SR620 con una ventana temporal de 1 s y con su base temporal referenciada al Cs. Se realizó una medición de la f_{rep} libre como se muestra en la figura 4.1.

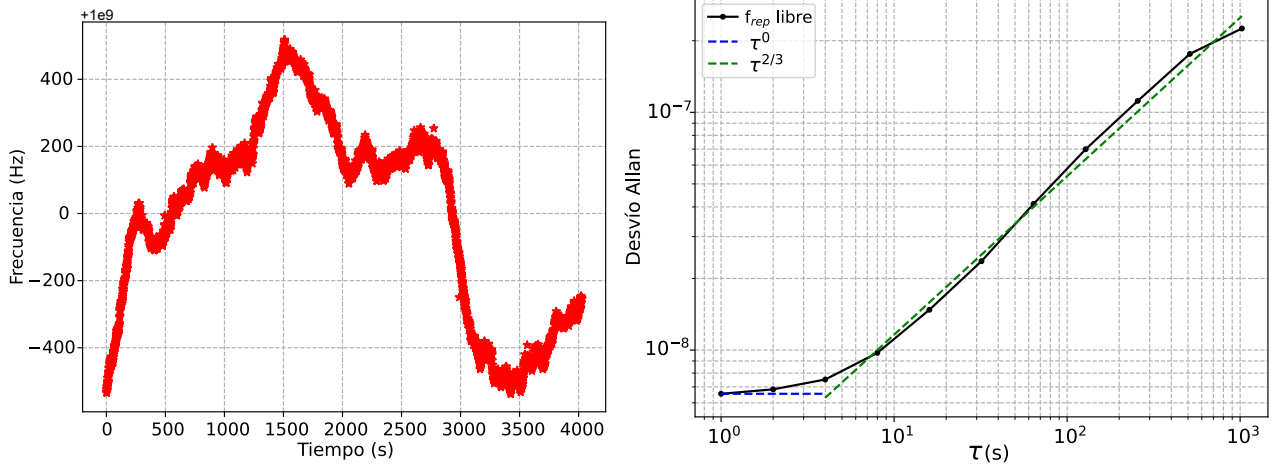


Figura 4.1: A la izquierda en rojo, f_{rep} libre en función del tiempo. A la derecha en negro, el desvío Allan relativo de estas mediciones, en azul y verde las tendencias del desvío Allan.

A izquierda en rojo, se observa f_{rep} libre a lo largo de 4 000 s. Se puede ver, que la misma tiene una excursión $\Delta f_{rep} \approx 1$ kHz respecto a 1 GHz. A derecha se muestra el desvío Allan de estas mediciones, dando una estabilidad a 1 s de $7 \cdot 10^{-9}$ y llegando a largo plazo a $2 \cdot 10^{-7}$. Las tendencias en azul y en verde describen según la sección 1.3. figura 1.21 los ruidos implicados. En el corto plazo se tiene la tendencia descrita por la recta azul con τ^0 , que se corresponde a un parpadeo en frecuencia. Luego de los primeros segundos se tiene la tendencia descrita por la recta verde con $\tau^{2/3}$, que se corresponde a un caso intermedio entre un caminar aleatorio en frecuencia ($\tau^{1/2}$) y una deriva en frecuencia (τ^1).

Caracterización del VCO de f_{rep}

Luego para caracterizar el VCO del lazo de enganche de fase, mediante un generador de funciones UNI-T UTG932E se generó una señal tipo diente de sierra de 5 Vpp y 1 mHz, con la cual se controló el DC Bias del HVS. Utilizando el contador, se midió la excursión controlada de f_{rep} , y con el osciloscopio, se midió el voltaje de control, como se muestra en la figura siguiente.

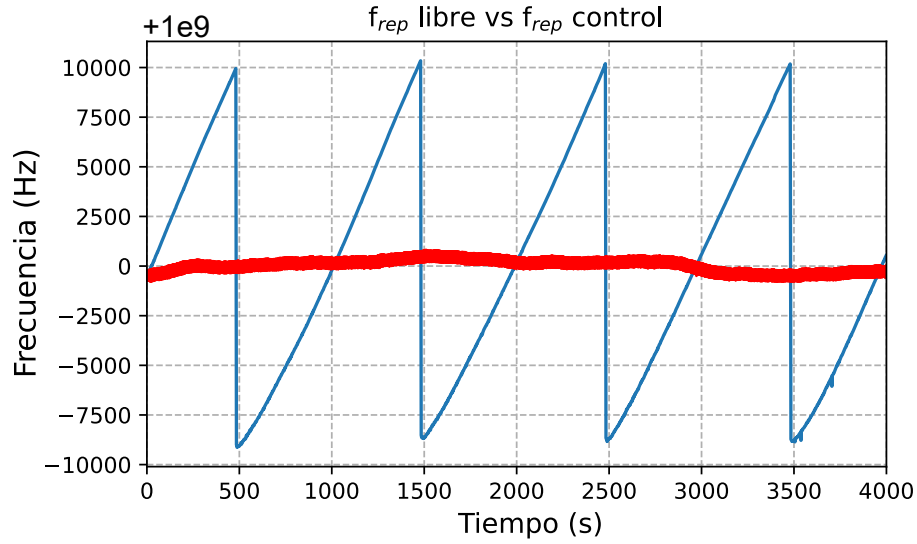


Figura 4.2: En rojo se observa f_{rep} libre y en azul f_{rep} controlada. Puede verse como la excursión controlada, cubre todo el rango del desvío de f_{rep} libre.

El gráfico, muestra como el control sobre f_{rep} , abarca todo el rango de f_{rep} libre y mas, $\Delta_{control} f_{rep} \approx 19$ kHz. En base a estos resultados, se prueba que el VCO del lazo de control, actúa sobre f_{rep} y que puede cubrir holgadamente todo su desvío.

A continuación para obtener la calibración del PZT, se midió en simultaneo con el frecuencímetro f_{rep} controlada y con el osciloscopio la señal de control $u(t)$. Se realizó un gráfico de f_{rep} vs $u(t)$, al cual se le realizó una regresión lineal, que se muestra a continuación.

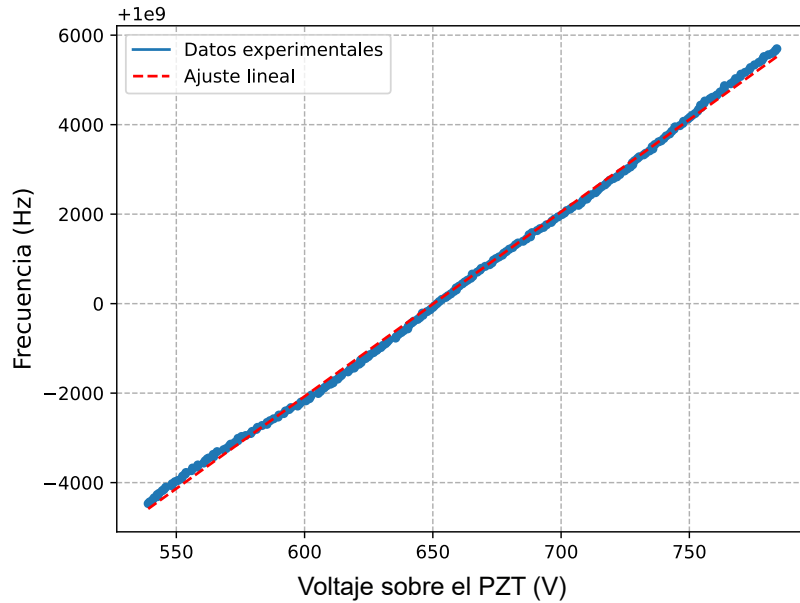


Figura 4.3: Sintonización de f_{rep} en función del voltaje sobre el PZT. En azul, se ven los datos experimentales y en línea punteada roja, la regresión lineal.

La regresión lineal da una pendiente de $41,23 \pm 0,02$ Hz/V. Esta es la calibración del VCO del PLL de f_{rep} . Esta calibración muestra cuantitativamente cual es el grado de resolución del VCO y prueba que se tiene control sobre uno de los parámetros del OFC.

Amarre de f_{rep}

Para probar que el lazo logra amarrar f_{rep} a una referencia, se realizó una medición con el contador accionando el módulo P2I en el modo proporcional y se la comparó, con f_{rep} libre, como se observa en el siguiente gráfico.

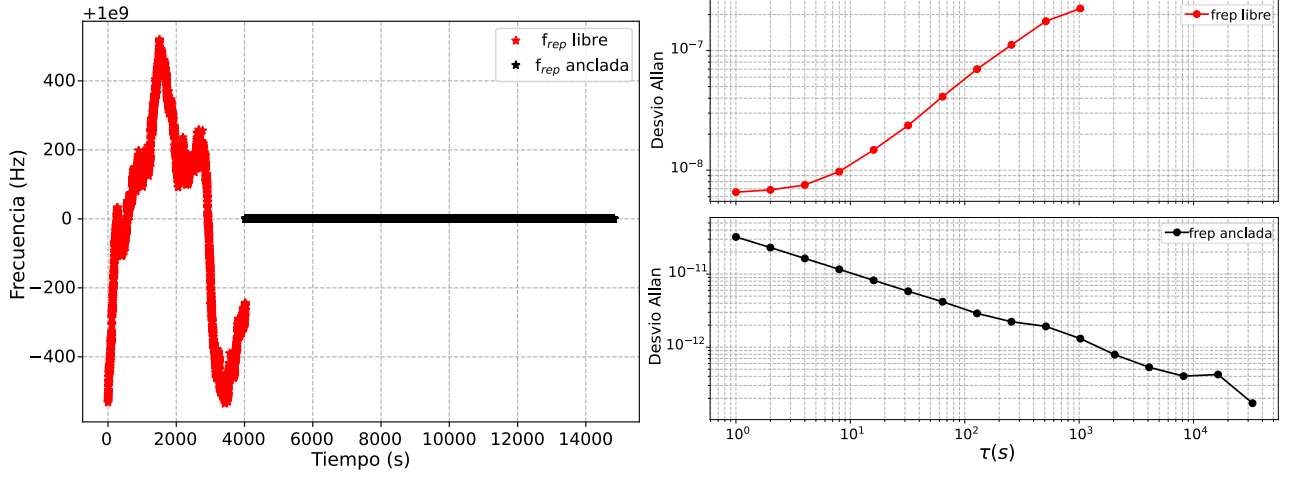


Figura 4.4: A la izquierda: f_{rep} libre en rojo, comparada con f_{rep} amarrada en negro, usando el modo proporcional del módulo P2I. A la derecha: Arriba en rojo el desvío Allan relativo de f_{rep} libre. Abajo en negro el desvío Allan relativo de f_{rep} amarrada.

Como se presentó anteriormente en el gráfico 4.1, la excursión de f_{rep} libre en rojo, es $\Delta f_{rep} = 1,1$ kHz, mientras que tomando el desvío máximo de los datos de f_{rep} amarrada en negro, se tiene: $\Delta f_{rep} = 200$ mHz, manteniéndose así a lo largo de las 3 Hs de medición. En base al desvío Allan relativo, la estabilidad de la f_{rep} amarrada a 1 s es $3 \cdot 10^{-11}$ llegando a largo plazo a $1 \cdot 10^{-13}$. Este resultado, prueba el accionar del PLL de f_{rep} , aumentando la estabilidad en el corto plazo en 2 órdenes de magnitud y en el largo plazo en 6 órdenes de magnitud.

Caracterización del módulo P2I f_{rep}

A continuación, para caracterizar el accionar del módulo P2I se realizó un estudio de las distintas etapas de funcionamiento. Como se presentó en la sección 1.2.1. figura 1.19, cada etapa del módulo tiene sus constantes de ganancia y sus anchos de banda los cuales, se pueden ajustar mediante los comandos selectores como se muestra en la figura 3.4.

El ajuste de los parámetros K_p , $1/\tau_{i1}$ y $1/\tau_{i2}$ se llevó a cabo de forma iterativa. En cada iteración, se midió la frecuencia de repetición (f_{rep}) en intervalos cortos y se calculó el desvío de Allan con los datos obtenidos. Este proceso permitió ajustar progresivamente los comandos selectores del módulo P2I, con el objetivo de mejorar la estabilidad del lazo de control en cada paso.

Una vez ajustados estos parámetros, se tomaron mediciones de 30 minutos de f_{rep} , con el contador para cada modo:

1. Proporcional
2. Proporcional Integrador
3. Proporcional doble integrador 1

4. Proporcional doble integrador 2

Para cuantificar la estabilidad de cada modo, se realizó una varianza de Allan a estos datos obteniéndose el siguiente resultado.

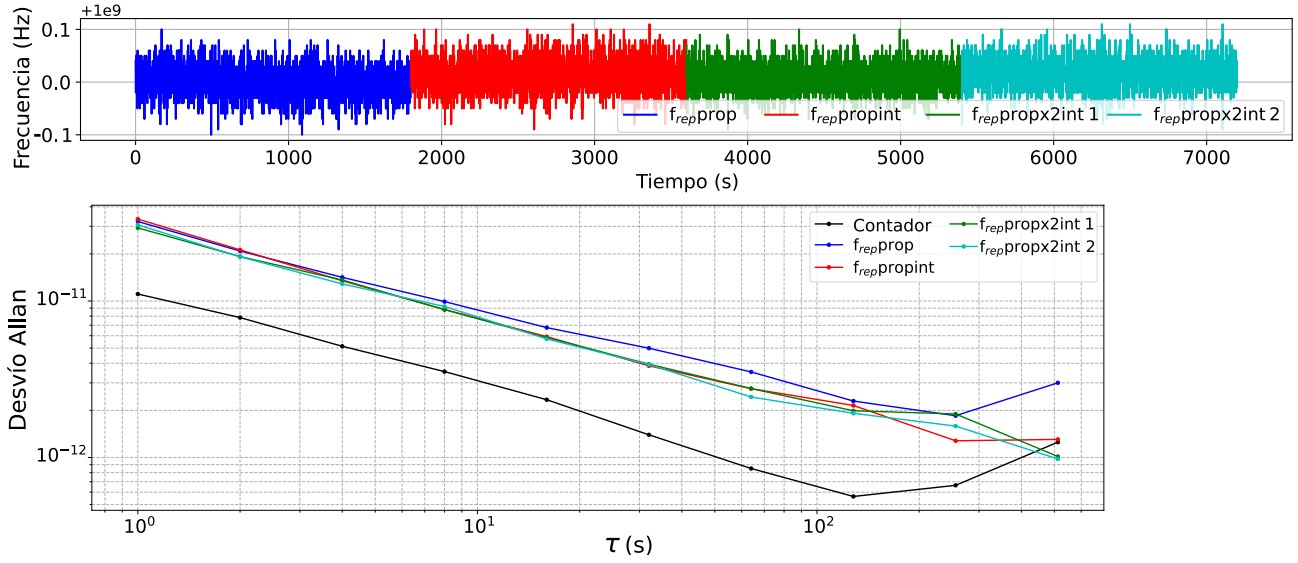


Figura 4.5: Arriba, se muestran las mediciones de f_{rep} en función del tiempo, con los distintos modos de funcionamiento del módulo P2I. En azul, el proporcional, en rojo, el proporcional integrador, en verde, el proporcional doble integrador 1 y en celeste, el proporcional doble integrador 2. Abajo, se muestra el desvío Allan relativo en cada caso y en negro, se muestra el desvío propio del contador.

El primer gráfico, muestra que el desvío máximo en frecuencia se mantiene en $\Delta f_{rep} = 200$ mHz cuando se suman etapas al módulo P2I. En el segundo gráfico, se muestra el desvío Allan relativo de estas mediciones. Se puede ver como la estabilidad a corto plazo varía entre $2,9 \cdot 10^{-11}$ y $3,3 \cdot 10^{-11}$ a medida que se agregan etapas al módulo P2I. En negro, se ve el desvío Allan propio del contador, cuya estabilidad es $1 \cdot 10^{-11}$.

Además, puede apreciarse, que las cuatro curvas son similares y que la estabilidad a largo plazo llega a $1 \cdot 10^{-12}$. Según este análisis a corto plazo los 4 modos tienen similar estabilidad sin embargo, en función de la teoría de control desarrollada en la sección 1.2.1. figura 1.19, la etapa proporcional actúa sobre todo el rango de frecuencias, hasta donde lo permite el actuador en este caso el PZT y la etapa de integración actúa sobre las fluctuaciones de baja frecuencia, como pueden ser cambios en la temperatura ambiente que ocurren a tiempos largos. Por lo tanto, para mediciones a largo plazo se eligió trabajar con el modo 4 del P2I, que combina las contribuciones de la etapa proporcional que en nuestro caso sirve como filtro para altas frecuencias, como pueden ser vibraciones mecánicas, mas las contribuciones del doble integrador, que sirve como filtro para bajas frecuencias.

Estabilización a largo plazo de f_{rep}

Para evaluar el comportamiento del lazo de control a largo plazo, se realizó una medición de 20 horas de f_{rep} estabilizada. A partir de esa medición, se calculó el desvío de Allan para analizar la estabilidad del lazo de control y los ruidos asociados, como se muestra en la figura a continuación.

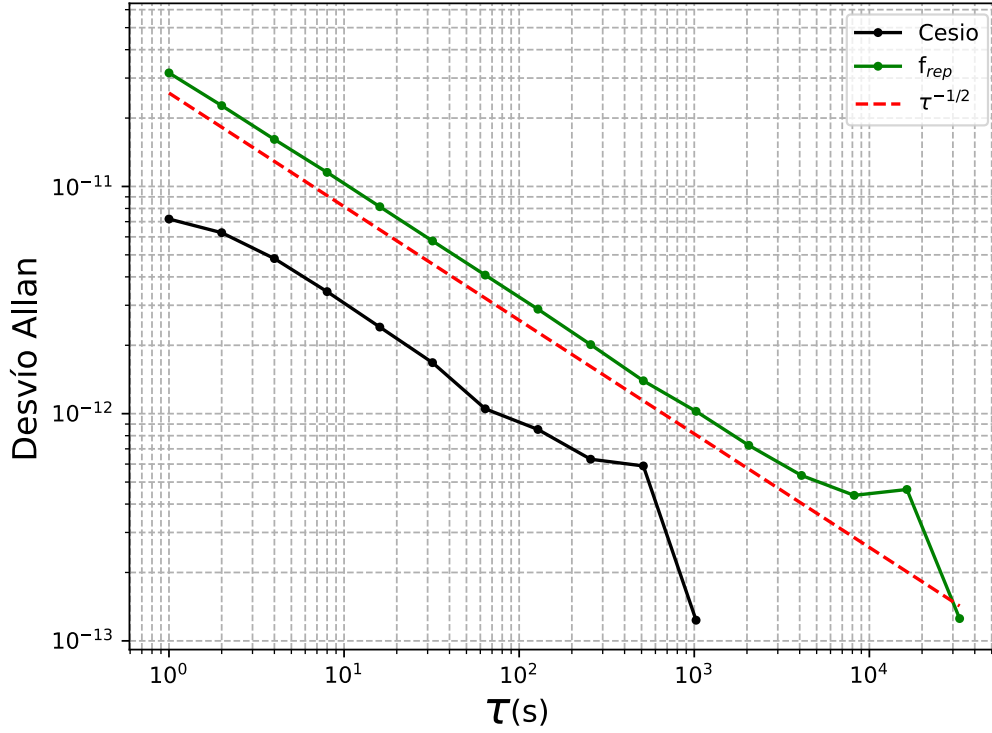


Figura 4.6: En verde, se muestra el desvío Allan relativo de f_{rep} anclada durante 20 Hs. En negro, el desvío Allan del reloj de cesio (reportado por el departamento de Tiempo y Frecuencia, del centro de Física y metrología del INTI [6]). En rojo, se graficó la tendencia del desvío Allan de f_{rep} .

En este gráfico se observa en verde, el desvío Allan de f_{rep} . A corto plazo, se tiene una estabilidad de $3 \cdot 10^{-11}$ y luego el desvío disminuye hasta llegar a $1 \cdot 10^{-13}$. En negro el desvío Allan del Cesio [6], que es el límite de estabilidad, ya que es la referencia de nuestro lazo de control. En rojo se ve la tendencia del desvío $\tau^{-1/2}$ de f_{rep} , correspondiente con ruido blanco en frecuencia.

Limitaciones del lazo f_{rep}

A continuación, se quiere estudiar el comportamiento del lazo de control en el largo plazo, para conocer el máximo rango temporal en el que f_{rep} se mantiene amarrada, y cuales son las causas por las cuales el lazo se desengancha. En función de ello, se propone analizar la dinámica de la potencia del Ti-Za, la señal de error y la señal de control, en simultáneo a lo largo de un día. Para esto, se programó un osciloscopio (Tektronix DPO 7104) con un código en MATLAB, que se presenta en el anexo sección 6.3.3., con el cual, se realizó una medición de 24 horas de estos 3 parámetros la cual se muestra a continuación.

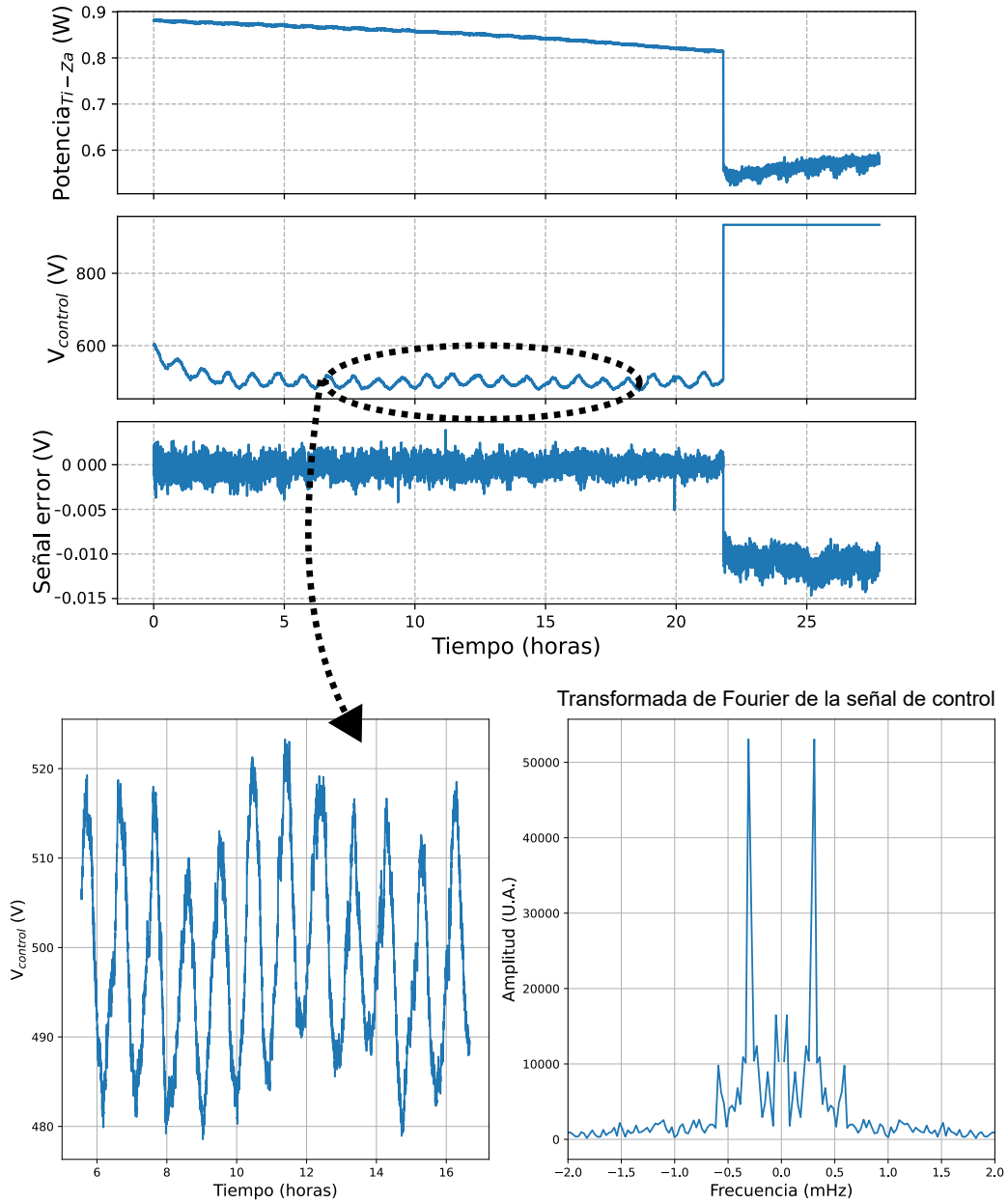


Figura 4.7: Arriba el primer gráfico, muestra la potencia del Ti-Za, el segundo gráfico el voltaje de control, y el tercer gráfico, la señal de error. Abajo a la izquierda, se observa una ampliación del gráfico de la señal de control y abajo a la derecha, la transformada de Fourier de esos datos donde el pico máximo se encuentra en los 0.3 mHz.

Se observa, que el sistema se mantuvo anclado durante 22 horas. En ese tiempo, la señal error se mantiene estable alrededor de 0 V con un desvío de 0.004 V. La señal de control en los primeros segundos, encuentra el equilibrio y luego se mantiene oscilando entre 475-525 V, esta oscilación tiene un período de 56 minutos. Esta oscilación marca el accionar del PLL para fluctuaciones de baja frecuencia, como pueden ser cambios en la temperatura del laboratorio. Por otro lado, la potencia del Ti-Za va cayendo desde 0,89 W paulatinamente, hasta que a las 22 Hs de medición llega a 0,82 W. En este punto, hay una caída abrupta de la potencia del láser Ti-Za lo que sugiere una transición del modo ML al modo CW, causando que el lazo se desenganche. Se cree que la merma en potencia del láser, se debe a la suciedad en el ambiente, vibraciones mecánicas en la cavidad y cambios de temperatura ambiente.

En base a las oscilaciones observadas en la señal de control, y a la hipótesis de que estas oscilaciones de 0.3

mHz, se deben a fluctuaciones en la temperatura del laboratorio, se realizó una medición de la temperatura del laboratorio a lo largo de un día, como se observa a continuación.

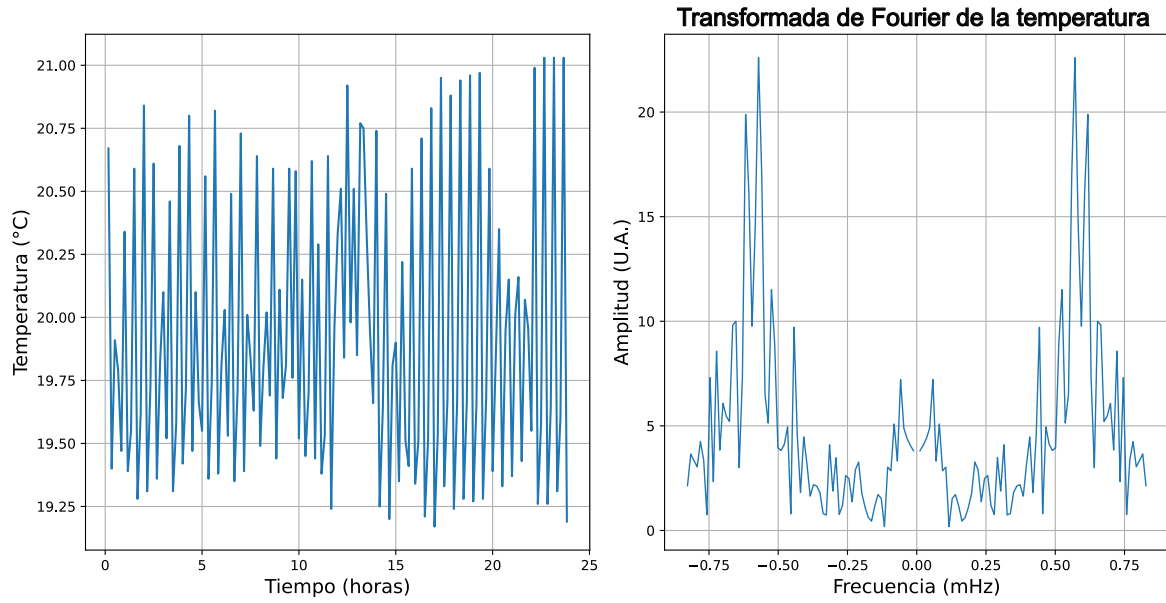


Figura 4.8: A la izquierda, se muestra la temperatura del laboratorio en función del tiempo. A la derecha, la transformada de Fourier de esos datos donde el pico máximo se encuentra en los 0.6 mHz.

A partir de las mediciones y su transformada de Fourier, se observa una oscilación en la temperatura del laboratorio con un desvío de 0.5 °C y un período de 28 minutos, la mitad del período de la señal de control. Dado que la señal de control responde a variaciones en f_{rep} , la cual depende de la longitud de la cavidad, y que esta longitud cambia por dilatación y contracción térmica períodos largos de tiempo, es probable que las oscilaciones de temperatura estén relacionadas con las de f_{rep} . Además, la cavidad presenta cierta inercia térmica, lo que explica su retardo frente a cambios de temperatura ambiente. Este comportamiento es coherente con el hecho de que el tiempo de reacción del PLL es mayor que el de los cambios de temperatura. Para confirmar esta hipótesis, sería necesario realizar mediciones simultáneas de la temperatura y la señal de error, y analizar la diferencia de fase entre ambas oscilaciones para identificar una posible correlación.

4.2. Estabilización de f_0

El otro parámetro espectral a estabilizar en un peine de frecuencias es f_0 . La detección de dicha señal se realiza mediante un interferómetro f-2f batiendo sendos extremos del supercontinuo. A lo largo de la siguiente sección se quiere mostrar el amarre y la estabilización de f_0 a una referencia. Para ello, primero se filtró y amplificó la señal a la salida del f-2f. Luego caracterizó f_0 a lazo abierto. A continuación, se realizó una calibración del VCO del lazo de enganche de fase. Después, se probó como el lazo de control logra amarrar la señal a una referencia. Seguidamente, se caracterizó el módulo P2I para sus distintos modos de funcionamiento. Por último, se presentaron las limitaciones de este amarre.

Filtrado y amplificación de f_0

Como se describió en la sección 3.2, para medir y estabilizar f_0 , es necesario filtrar y amplificar la señal obtenida a la salida del f-2f. A continuación, vemos dos mediciones de $f_{rep} - f_0$ mediante el analizador de espectros. Una a la salida del interferómetro f-2f y la otra al ingreso del divisor por 64.

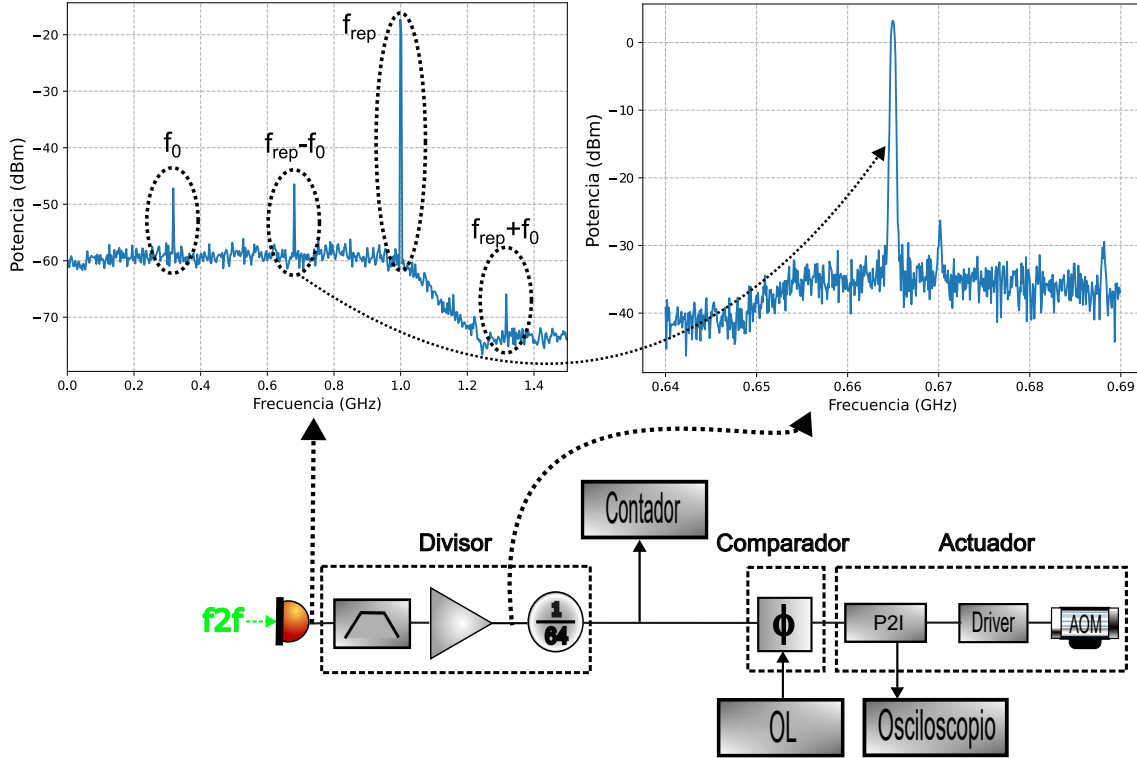


Figura 4.9: Arriba a la izquierda, se observa la potencia de RF de la señal a la salida del f-2f con una resolución de 3 MHz. Arriba a la derecha, la potencia de RF de $f_{rep} - f_0$ filtrada y amplificada al ingreso del divisor, con una resolución de 300 kHz. Abajo el esquema del PLL de f_0 .

Arriba a la derecha, puede verse el pico de $f_{rep} - f_0$ centrado en 665 MHz, con una potencia de 3 dBm, lo que equivale a 2 mW y una relación señal ruido de 35 dB en 300 kHz. Este resultado, muestra que se pudo amplificar en 50 dB, o sea se amplificó 100 000 veces $f_{rep} - f_0$ con una SNR (Signal Noise Ratio) lo suficientemente alta para que el lazo de enganche de fase funcione correctamente. Las potencias de ingreso típicas para que un divisor de frecuencias funcione, se encuentran entre 0-5 dBm. Por otro lado, las SNR típicas para un comparador de fase funcional, se encuentran en el rango 30-40 dB en 300 kHz.

Algo para destacar es que f_0 no tiene un valor nominal fijo como sucede con f_{rep} . Es por esto que a lo largo del experimento $f_{rep} - f_0$ estuvo dentro de un rango entre 600 MHz y 800 MHz.

A partir de aquí todas las mediciones se realizaron con f_{rep} amarrada, por lo tanto se va a hablar solo de f_0 y no de $f_{rep} - f_0$ para hacer más sencilla la comprensión del trabajo.

f_0 a lazo abierto

A continuación, como se hizo con f_{rep} , se realiza un estudio del comportamiento de f_0 a lazo abierto. Se mide esta señal a la salida del divisor mediante un frecuencímetro con una ventana temporal de 1 s y cuya base temporal está referenciada al Cs, y con los resultados se realiza el siguiente gráfico.

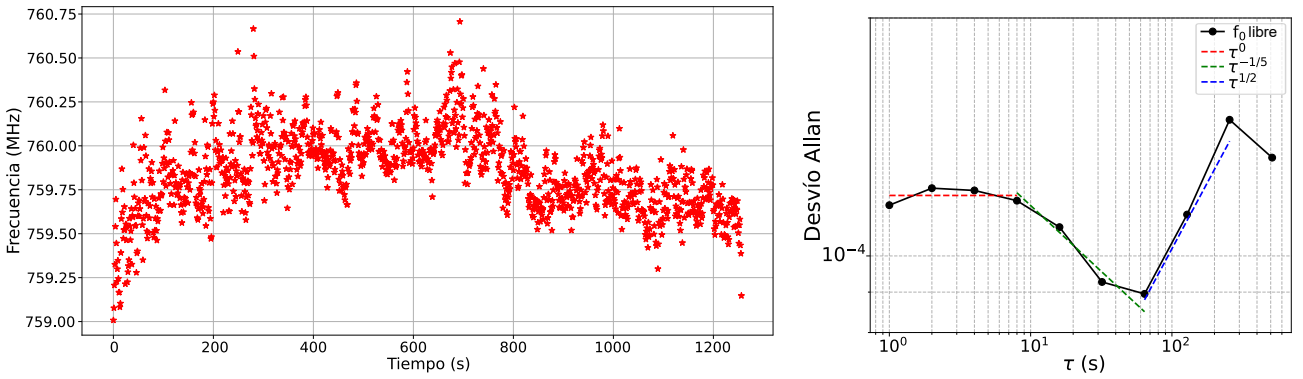


Figura 4.10: A la izquierda en rojo se observa f_0 libre en función del tiempo. A la derecha en negro el desvío Allan relativo de esos datos con sus respectivas tendencias.

En esta figura se observa a la izquierda en rojo, el desvío de f_0 libre en función del tiempo a lo largo de 1 260 s de medición, dando $\Delta f_0 = 1,7$ MHz. A la derecha en negro, se ve el desvío Allan relativo el cual da una estabilidad de $1 \cdot 10^{-4}$ en 760 MHz para un batido de dos frecuencias de 563 THz. También se grafican las tendencias, en rojo se tiene τ^0 , que se corresponde según la figura 1.21 a un parpadeo en frecuencia para los primeros segundos, luego en verde se tiene $\tau^{-1/5}$, que se corresponde a un caso entre ruido blanco y un parpadeo en frecuencia y finalmente en azul $\tau^{1/2}$ que corresponde a un caminar aleatorio en frecuencia. Además, puede verse que Δf_0 está en el orden de los MHz. Esto implica que el actuador necesario para controlar f_0 , tiene que tener un ancho de banda 1000 veces más grande que en el caso de f_{rep} . Es por esto, que se utiliza un AOM en este caso y no un PZT.

Cabe aclarar que solo se pudo medir f_0 a lo largo de 1 260 s, ya que luego la relación señal ruido de la señal cae por debajo de los 30 dB en 300 kHz y el frecuencímetro no logra contarla. Este es un problema que se tratará más adelante.

Caracterización del VCO f_0

Seguidamente, se quiere estudiar el grado de sintonización que permite el VCO del lazo de f_0 . Como se presentó en la introducción sección 1.1.2. ecuación 1.20, f_0 depende de la intensidad del bombeo. Para caracterizar esta dependencia, se ajustó mediante el generador de funciones una señal tipo diente de sierra de 1,6 Vpp de amplitud y 40 s de período. Con dicha señal se controló la potencia de RF del driver del AOM realizando una excursión en la intensidad de bombeo del Verdi V6. Mediante el frecuencímetro con una ventana temporal de 1 s se midió la excursión controlada de f_0 a lo largo de 500 s y se la comparó con f_0 libre como se muestra en la figura 4.11.

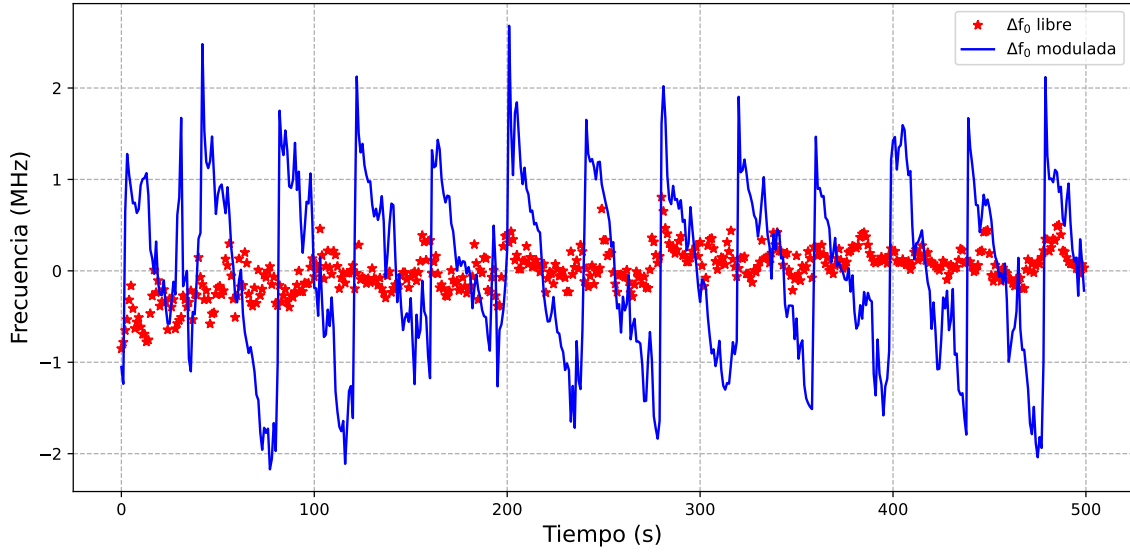


Figura 4.11: Puede verse el desvío en rojo Δf_0 libre y en azul Δf_0 controlada. Se observa como la excursión controlada cubre todo el rango del desvío de f_0 libre.

Calculando el desvío máximo de los datos, se obtiene Δf_0 libre = 1,7 MHz en rojo y en azul, Δf_0 control = 4,8 MHz. En base a estos resultados, se prueba que el VCO del lazo de control puede cubrir todo el desvío de f_0 libre. Luego, con los datos del desvío máximo de f_0 control y la amplitud en volts de la modulación, se obtuvo la calibración del AOM, dando 3 MHz/V.

Amarre de f_0

A continuación, para mostrar que el lazo puede amarrar f_0 a una referencia, se midió el desvío de f_0 con el frecuencímetro, cerrando el lazo de enganche de fase en modo proporcional y se comparó contra Δf_0 libre, como se observa en la siguiente figura.

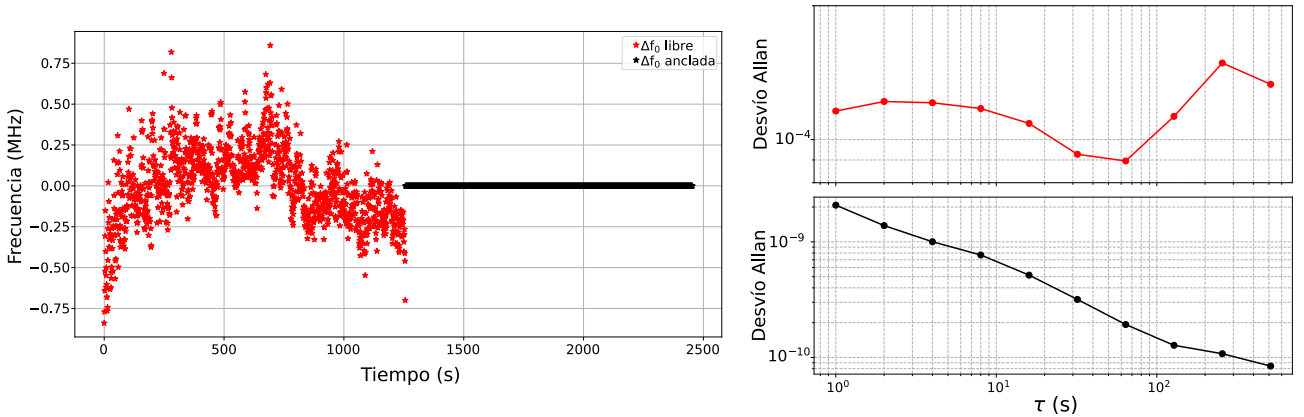


Figura 4.12: A la izquierda en rojo, se observa el desvío Δf_0 libre. En negro el desvío Δf_0 amarrada. A la derecha arriba en rojo, se muestra el desvío Allan relativo de Δf_0 libre, abajo en negro el desvío Allan relativo de Δf_0 amarrada.

Calculando la desviación máxima sobre estos datos, se obtiene Δf_0 libre = 1,7 MHz en rojo y Δf_0 amarrada = 10,5 Hz en negro. Además el desvío Allan relativo, muestra que a los primeros segundos Δf_0 amarrada tiene una estabilidad de $2 \cdot 10^{-9}$, 5 órdenes de magnitud por debajo de Δf_0 libre. Esto prueba el funcionamiento del PLL de f_0 en el corto plazo.

Caracterización del módulo P2I f_0

En función de caracterizar el módulo P2I se procedió de la misma forma que en el caso de la f_{rep} . Se realizaron mediciones con el contador para caracterizar los modos de funcionamiento del módulo P2I. Se midió el desvío f_0 en cada uno de ellos y se realizó una varianza de Allan en cada caso, obteniéndose los siguientes resultados.

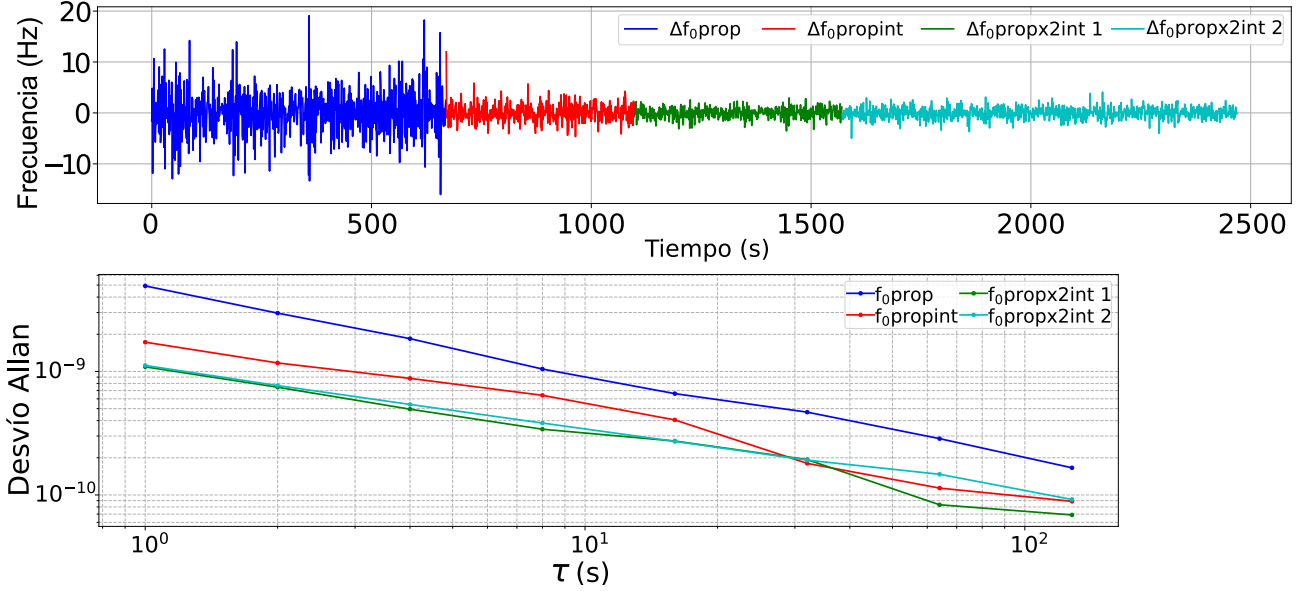


Figura 4.13: Arriba, se observa el desvío Δf_0 en función del tiempo, para los distintos modos de funcionamiento del módulo P2I. En azul el proporcional (1), en rojo el proporcional integrador (2), en verde el proporcional doble integrador 1 (3) y en celeste el proporcional doble integrador 2 (4). Abajo, se muestra el desvío Allan relativo en cada caso.

En el primer gráfico, se muestra el desvío de f_0 a medida que se agregan etapas al módulo P2I. Calculando la desviación máxima de los datos, se obtiene que $\Delta f_{01} = 26$ Hz, $\Delta f_{02} = 12$ Hz, $\Delta f_{03} = 5$ Hz y $\Delta f_{04} = 7$ Hz. Si bien a medida que se agregan etapas el desvío se reduce, no hay una diferencia sustancial entre los últimos dos modos. El segundo gráfico del desvío Allan relativo, da información acerca de la estabilidad de cada modo y puede verse que a corto plazo, el modo proporcional tiene una estabilidad de $5 \cdot 10^{-9}$, el modo proporcional integrador de $2 \cdot 10^{-9}$ y el modo proporcional doble integrador 1 comparte con el modo proporcional doble integrador 2 una estabilidad de $1 \cdot 10^{-9}$. En base a estos resultados, se eligió trabajar con el modo 4.

Estabilización f_0

Como se mencionó anteriormente, debido a limitaciones del sistema experimental que se abordaran a continuación, el máximo rango temporal en el que se pudo medir f_0 fue de 20 minutos. Se realizó una medición mediante el frecuencímetro de f_0 amarrada durante este período de tiempo junto con el correspondiente desvío Allan, para estudiar su estabilidad y los ruidos asociados, como se observa en la figura 4.14.

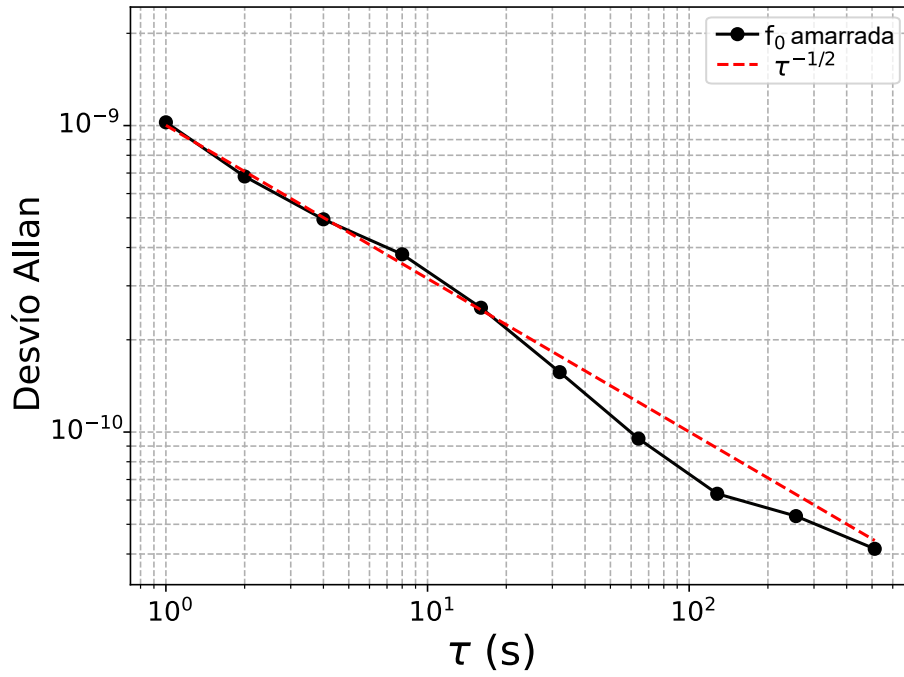


Figura 4.14: En negro, se muestra el desvío Allan relativo de f_0 amarrada durante 20 minutos. En rojo, la tendencia del desvío Allan de f_0 .

Puede verse que la estabilidad a corto plazo es de 1.10^{-9} , llegando a 4.10^{-11} a los 20 minutos. También se ve la tendencia $\tau^{-1/2}$, correspondiente a ruido blanco en frecuencia.

Con los resultados obtenidos del desvío f_{rep} amarrada y el desvío f_0 amarrada, se puede calcular el desvío del OFC. Recordando la ecuación del peine:

$$f_n = n f_{rep} + f_0 \quad (4.1)$$

Tenemos que el desvío relativo de la frecuencia óptica es:

$$\frac{\delta f_n}{f_n} = \frac{(\sigma f_n) f_n}{f_n} = \sqrt{\left(\frac{n(\sigma f_{rep}) f_{rep}}{f_n}\right)^2 + \left(\frac{(\sigma f_0) f_0}{f_n}\right)^2} \quad (4.2)$$

En donde $f_{rep} = 1$ GHz, $\sigma f_{rep} = 3.10^{-11}$, $\sigma f_0 = 1.10^{-9}$, $f_0 \sim 300$ MHz, f_n para radiación en el verde es 563 THz y n es del orden de 5.10^5 . Con estos números, el segundo término dentro de la raíz es 9 órdenes de magnitud más chico que el primero por lo tanto, el desvío absoluto de la frecuencia óptica queda:

$$\delta f_n = (\sigma f_n) f_n \approx n(\sigma f_{rep}) f_{rep} = 15 \text{ kHz} \quad (4.3)$$

4.2.1. Limitaciones del lazo f_0

El mayor inconveniente para lograr la estabilización del OFC radica en el lazo de control de f_0 . Teniendo en cuenta que las fluctuaciones en su potencia generan que el lazo de enganche no pueda funcionar por mas de 20 minutos. Para entender el porque de este problema, se propuso realizar un estudio de la potencia f_0 en función del tiempo. Para medir la potencia se usó el analizador de espectros de RF. Además, según lo expuesto en la sección 2.2. figura 2.17 se cree que la merma en la potencia f_0 esta relacionada con las fluctuaciones en potencia del supercontinuo. Es por esto que se propone medir la potencia del brazo duplicado del $f-2f$ en función del tiempo mediante el medidor de potencia.

Mediante un código en Python, que se presenta en el anexo sección 6.3.2., se programó el analizador de espectros para que tome la traza del espectro de f_0 libre cada 1 s y calcule el máximo de cada traza a lo largo de una hora, como se muestra en la siguiente figura.

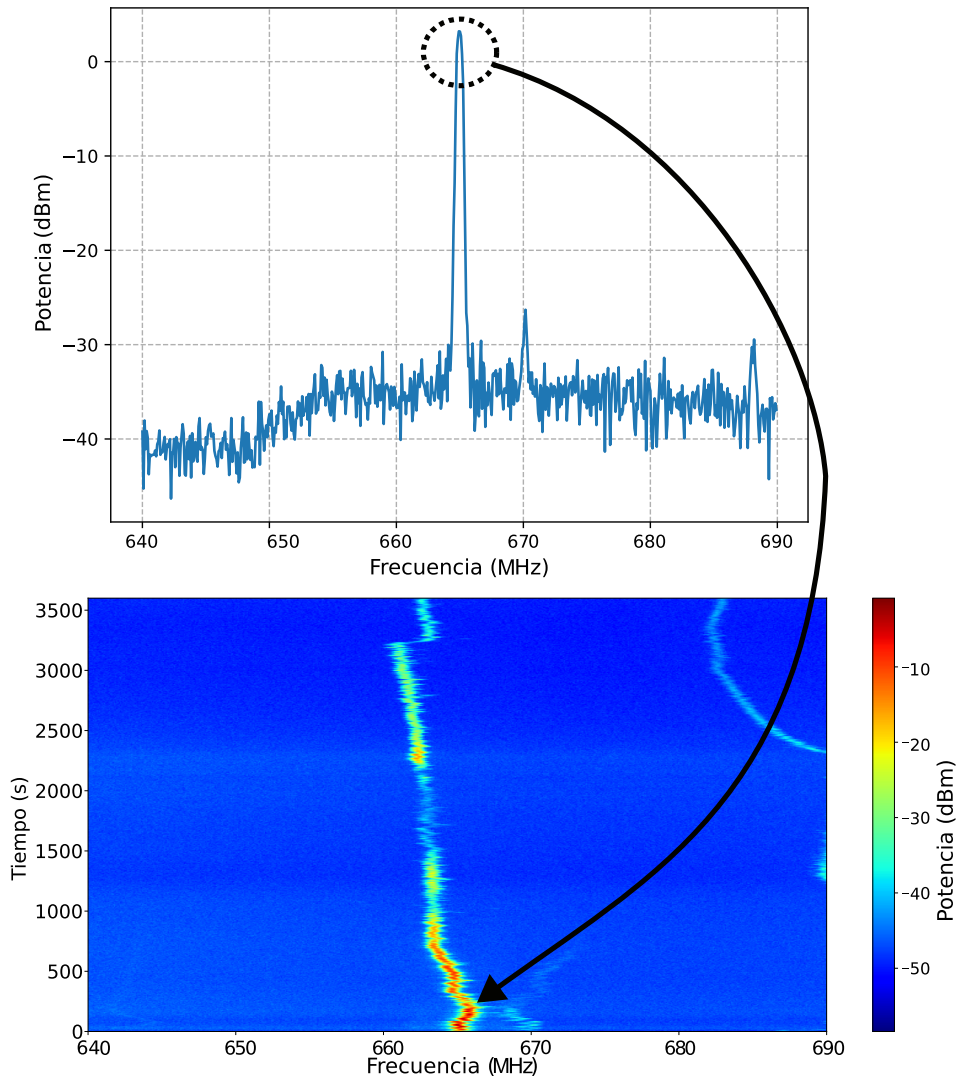


Figura 4.15: Arriba, se observa la medición de la traza de f_0 con el analizador de espectros para un tiempo fijo. Abajo, el gráfico en falso color de la medición con el analizador de espectros, del pico máximo de f_0 y su frecuencia lo largo del tiempo (una hora).

Se observa, en falso color, el pico de f_0 a lo largo del tiempo. Éste, tuvo una variación en su potencia de 30 dB, luego de los 1 000 s. También, se ve una deriva en frecuencia a lo largo de la medición. Previamente en el gráfico 4.12, se mostró que la variación en frecuencia de f_0 , no es un problema para el lazo de control.

A continuación, se comparó la potencia en función del tiempo de f_0 , medida con el analizador de espectros, con la potencia del brazo duplicado del interferómetro f-2f, registrada en la sección 2.3., como se observa en la figura 2.22.

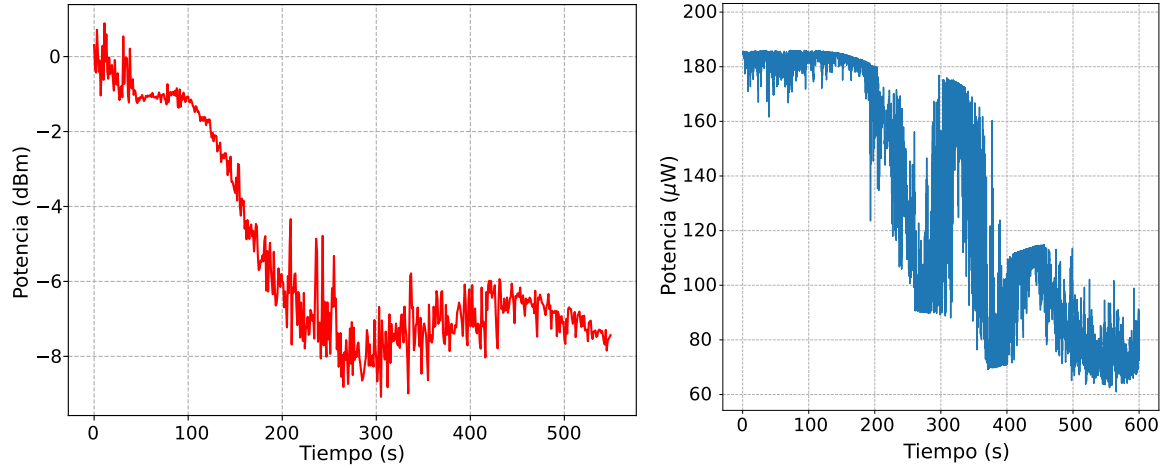


Figura 4.16: A izquierda en rojo, se observa la potencia f_0 en función del tiempo, medida con un analizador de espectros. A derecha en azul, se observa la potencia del brazo doblado medida con un medidor de potencia.

Puede verse a izquierda, como luego de los 600 s, la potencia de f_0 cae 8 dB. Esta variación tan pronunciada en potencia, genera que el lazo de RF no pueda accionar, ya que hablamos de señales del orden de los μW . Este problema de caída en potencia de f_0 , puede estar asociado a la caída en potencia del brazo doblado del interferómetro f-2f, como se observa a la derecha de la figura.

Teniendo en cuenta, que f_0 es producto del batido entre los dos brazos del interferómetro y que es necesario que ambos estén balanceados en potencia, una caída en uno de ellos, implica una caída en f_0 . Además, se observó que la potencia del brazo doblado, depende de la potencia de infrarrojo que se genere a la salida de la fibra PCF y que la potencia del supercontinuo, también tiene fluctuaciones a lo largo del tiempo, como se presentó en la figura 2.18. Esto implica fluctuaciones en la potencia de los extremos de la octava. Sabiendo además, que el extremo infrarrojo es 12 dB menor que el verde, como se ve en la figura 2.16, y que al doblar la frecuencia del infrarrojo mediante un cristal no lineal extracavidad, se obtiene una baja eficiencia, se cree que las variaciones en potencia del supercontinuo son el problema. Estas fluctuaciones, son consecuencia a inestabilidades mecánicas en el acople a la fibra PCF.

El núcleo de esta fibra es de $3 \mu\text{m}$, por lo que cualquier vibración mecánica en el acoplamiento puede provocar fluctuaciones en el espectro. A partir de este estudio, se deduce que el problema de estabilidad de f_0 está relacionado con inestabilidades mecánicas en el acoplamiento a la fibra PCF.

Capítulo 5

Conclusiones

En el presente trabajo, se desarrolló y caracterizó un peine de frecuencias ópticas. En principio, se obtuvieron pulsos ultracortos de $\tau = 26,96 \pm 0,02$ fs, con una frecuencia de repetición $f_{rep} = 1$ GHz y una potencia de pico $PP \approx 45$ kW. Luego, se midió y se estabilizó f_{rep} a lo largo de 22 horas. Para esto, se montó y caracterizó un lazo de control que actúa sobre un PZT controlando la longitud de la cavidad Ti-Za, y su estabilidad dio $\sigma_{f_{rep}} = 3.10^{-11}$. Estas mediciones se referenciaron al patrón nacional de frecuencia (Cs). Después, se acoplaron los pulsos en una PCF para obtener un espectro supercontinuo (500 – 1100 nm). Luego, se montó un interferómetro f2f para obtener f_0 . Se la midió y se la estabilizó a lo largo de 20 minutos. Para esto, se montó un lazo de control que actúa sobre un AOM, controlando la potencia de bombeo, y su estabilidad dio $\sigma_{f_0} = 1.10^{-9}$. Como en el caso de f_{rep} , estas mediciones también fueron referenciadas al Cs. Teniendo en cuenta la ecuación del peine 4.1 y la estabilidad de f_{rep} y f_0 , tenemos que $\delta f_{optica} = 15$ kHz, esta es la resolución del peine para calibrar otras frecuencias ópticas dentro del espectro supercontinuo.

Los problemas con los cuales nos topamos, radican en la inestabilidades del sistema de enganche que reducen el intervalo de tiempo en el cual el sistema permanece amarrado. En este sentido, el lazo de f_{rep} que permanece 22 horas estabilizado, tiene un mejor desempeño que el lazo de f_0 , el cual permanece solo 20 minutos amarrado.

En el caso de f_{rep} se observa que el lazo se desengancha debido a la disminución en potencia del láser Ti-Za, por debajo de los 820 mW. Este efecto lo endilgamos a un deterioro en el funcionamiento de la cavidad. La cavidad Ti-Za funciona en un ambiente con partículas de polvo en suspensión. Esto, sumado a que el bombeo de la cavidad se realiza con un láser que funciona en un intervalo de potencias entre los 5,5 – 6,0 W, propicia que esas partículas de polvo sean atrapadas y empujadas por el haz de alta potencia y ensucien los elementos ópticos y el cristal, a medida que el sistema suma horas de funcionamiento. Este problema puede solucionarse cerrando la mesa óptica y filtrando el ambiente, reduciendo así, la cantidad de partículas en suspensión.

En el caso de f_0 , se pudo observar que la potencia a lo largo de la medición va fluctuando y su relación señal ruido cae por debajo de los 30 dB en 300 kHz, lo que hace que el lazo de control falle. Los motivos de la caída de la señal, lo adjudicamos a inestabilidades mecánicas del peine, ya que el acople a la fibra PCF varía entre un 50 – 40 % durante la medición. Esta variación en el acople, provoca que la octava a la salida de la PCF también fluctúe, ya que los fenómenos no lineales que la conforman, son directamente proporcionales a la intensidad de campo que ingresa. Esta variación en la octava, afecta directamente al funcionamiento del f-2f, pues el doblado en

frecuencia depende de la intensidad generada en los extremos de la misma. Para poder resolver este problema, la propuesta de mejora es proceder a cerrar la mesa óptica y aislarla de cualquier vibración o variación de temperatura, presión y humedad. Además se propone hacer más compacto el montaje experimental, así como también mejorar los montajes de los espejos posicionadores y de los tornillos micrométricos, en particular los implicados en el acople a la fibra PCF.

Las perspectivas a futuro son: comenzar a calibrar nuestros propios láseres y organizar una intercomparación para que la Argentina sea reconocida ante el BIPM con la capacidad de medición y calibración (CMC) declarada de calibración de frecuencias ópticas referenciadas al reloj de cesio. También, comenzar a distribuir patrones ópticos para realizar experimentos de espectroscopia tanto dentro como fuera del INTI mediante una red de fibra interconectada entre los distintos laboratorios de investigación de la región.

Capítulo 6

Anexo

6.1. Medición de la cintura de haz pulsado

En función de conocer la cintura de haz pulsado, se realizó la siguiente medición. Se cubrió progresivamente el haz con un filo montado en un desplazador micrométrico, y se fue midiendo la potencia para cada posición del tornillo. Se tomaron 27 mediciones, con un paso de 0,25 mm. Luego, se graficó la potencia en función del desplazamiento del filo y se le realizó un ajuste mediante una función error (erf), como se ve a continuación.

$$\text{erf}(z) = a + \frac{b}{2} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\left(\frac{t-c}{d}\right)^2} dt \right) \quad (6.1)$$

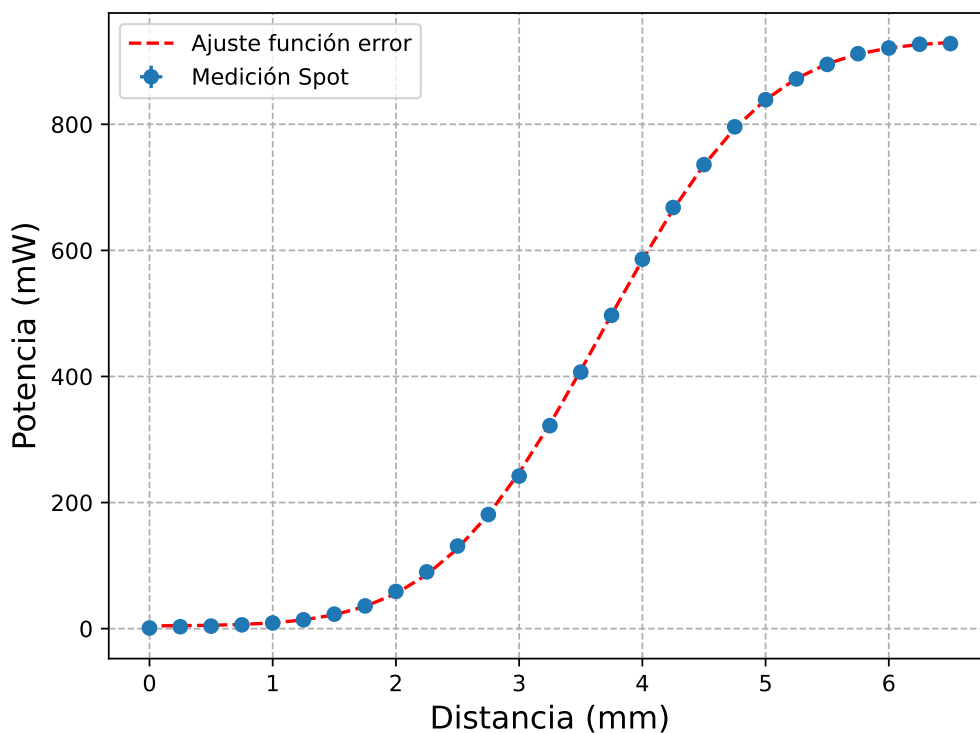


Figura 6.1: Medición de la potencia en función del desplazamiento del filo. Puede observarse en azul, las mediciones realizadas y en rojo, el ajuste mediante la función error.

A partir del ajuste realizado, se obtiene que la cintura del haz es $w = d\sqrt{2} = 2,09 \pm 0,01$ mm y el área $A = 3,43 \pm 0,06$ mm².

Habiendo medido el área del spot del Ti-Za, y su potencia media $P_{media} = 0,974 \pm 0,002$ W, con una $f_{rep} = 1$ GHz y con una duración de pulso de $\tau = 26,96 \pm 0,02$ fs; se calculó la potencia de pico $Pp \approx 32$ kW, la densidad espacial de potencia $\rho Pp \approx 1$ MW/cm² y la energía por pulso $Ip \approx 0,9$ nJ.

6.2. Detección f_0

En la siguiente sección, se aborda la cuenta del batido de la f_0 . Para esto, vale recordar la medición realizada mediante el analizador de espectros de dicho batido a la salida del interferómetro f-2f, que se muestra seguidamente.

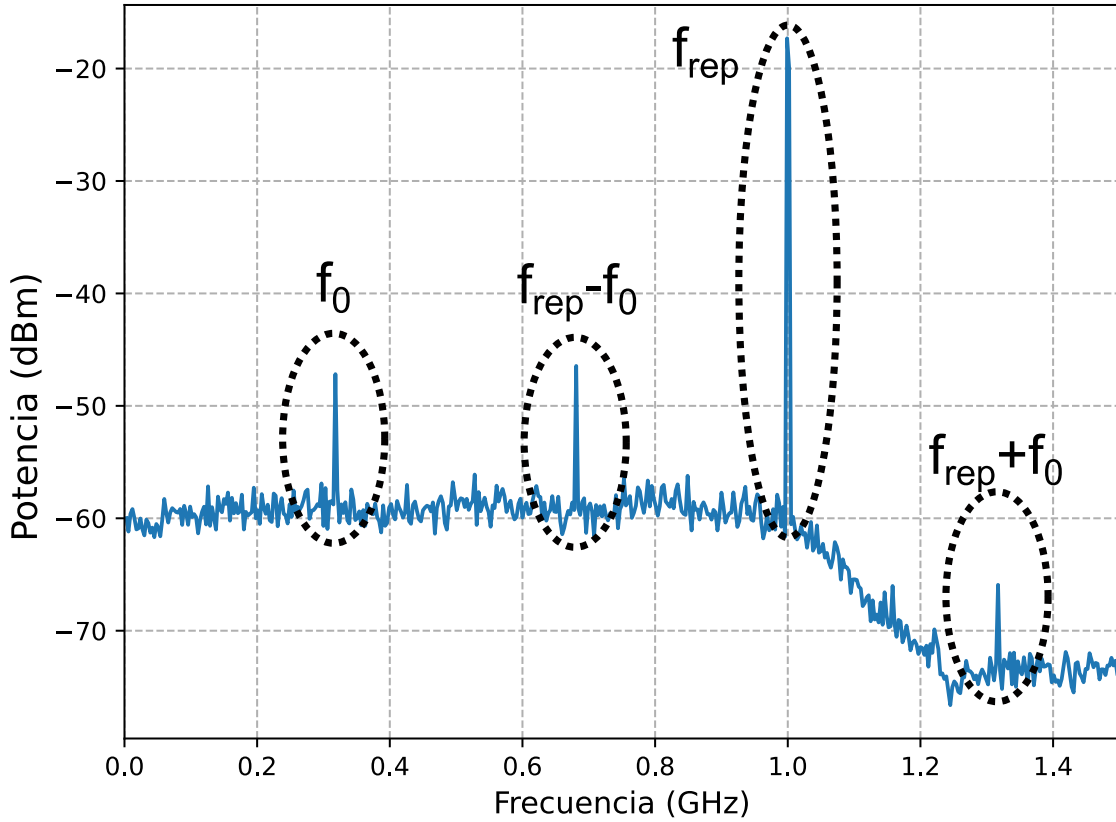


Figura 6.2: Potencia de RF a la salida del fotodiodo APD210, medida con un analizador de espectros. Se observa el batido entre los dos brazos del interferómetro y el pico de la f_{rep} .

Puede verse que hay 4 frecuencias implicadas: f_{rep} , f_0 , $f_{rep} - f_0$ y $f_{rep} + f_0$. El motivo por el cual aparecen estas frecuencias es el siguiente: al batir dos extremos del espectro, en realidad se están batiendo dos paquetes con varias componentes dentro. Y suponiendo que el paquete verde, está centrado en M_0 y el paquete infrarrojo (IR), en N_0 y usando la ecuación del peine 4.1 para el paquete del extremo en verde, se tiene:

$$E_{verde}(t) = \sum_m A_m e^{2\pi i t(m f_{rep} + f_0)} \quad (6.2)$$

Para el extremo en IR, se tiene:

$$E_{IR}(t) = \sum_n B_n e^{2\pi i t(n f_{rep} + f_0)} \quad (6.3)$$

Luego, se duplica la frecuencia de E_{IR} :

$$E_{2IR}(t) = \sum_n C_n e^{2\pi i t(2n f_{rep} + 2f_0)} \quad (6.4)$$

El fotodiodo, detecta intensidad en función del tiempo, esto es:

$$I(t) = (E_{verde} + E_{2IR})(E_{verde}^* + E_{2IR}^*) \quad (6.5)$$

Pidiendo que $2n=m$, para todo n y m de los paquetes, y eligiendo las componentes de esta multiplicación cercanas a M_0 , $M_0 + 1$ y $M_0 - 1$, queda para M_0 y $2N_0$:

$$E_{verde}^{M_0} E_{2IR}^{2N_0*} \propto e^{it2\pi(M_0 f_{rep} + f_0 - 2N_0 f_{rep} - 2f_0)} = e^{-it2\pi f_0} \quad (6.6)$$

Esta parte del producto y su conjugado, aportan al pico de la f_0 .

Ahora veamos para $M_0 + 1$ y $2N_0$:

$$E_{verde}^{M_0+1} E_{2IR}^{2N_0*} \propto e^{it2\pi((M_0+1)f_{rep} + f_0 - 2N_0 f_{rep} - 2f_0)} = e^{-it2\pi(f_{rep} - f_0)} \quad (6.7)$$

Esta parte y su conjugado, aportan al pico de la $f_{rep} - f_0$.

Luego, para $M_0 - 1$ y $2N_0$:

$$E_{verde}^{M_0-1} E_{2IR}^{2N_0*} \propto e^{it2\pi((M_0-1)f_{rep} + f_0 - 2N_0 f_{rep} - 2f_0)} = e^{it2\pi(f_{rep} + f_0)} \quad (6.8)$$

Esta parte y su conjugado, aportan al pico de la $f_{rep} + f_0$.

Por último, para M_0 y $M_0 + 1$:

$$E_{verde}^{M_0} E_{verde}^{M_0+1*} \propto e^{it2\pi(M_0 f_{rep} + f_0 - (M_0+1)f_{rep} - f_0)} = e^{-it2\pi f_{rep}} \quad (6.9)$$

Estos términos y sus conjugados, aportan al pico de la f_{rep} . Teniendo en cuenta los valores de la $f_{rep} = 1$ GHz y $f_0 \sim 100 - 500$ MHz, los demás términos tienen componentes de frecuencia mayores a 1,5 GHz y no aportan a la medición ya que están por arriba del ancho de banda del fotodiodo que es de 1,2 GHz.

6.3. Programas de control de instrumentos

En la siguiente sección, se presentan los programas que se realizaron para controlar los instrumentos de medición. Hay dos programas en Python y uno en Matlab. De los programas en Python el primero, controla la adquisición de frecuencia mediante el contador y el segundo, la adquisición de la traza de analizador de espectros. Por último, el programa en Matlab, controla la adquisición mediante un osciloscopio de tres canales en simultaneo.

6.3.1. Programa para medir frecuencia con el contador

```
# Biblioteca para la comunicación con instrumentos a través de
diversos protocolos (GPIB, USB, Ethernet, etc.).
import pyvisa
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from datetime import datetime

# Numero de mediciones
N = 3600

# Nombre del archivo para guardar los resultados, basado en la fecha
y hora actuales.
now = datetime.now()
filename = now.strftime("%Y_%m_%d-%H.%M") + '_frep_libre.txt'

# Se abre la conexión al contador a través de la placa GPIB especificada.
rm = pyvisa.ResourceManager()
SR620 = rm.open_resource('GPIB0::16::INSTR')

# Se configura el contador.
SR620.write("MODE3;SRCEB;GATE1;SIZE1;CLCK1")

# Arreglos para almacenar tiempo y frecuencia.
xx = np.array([])
yy = np.array([])

# Se define la frecuencia de referencia para el gráfico.
f_lock = 100e6

# Configuración del gráfico.
figure, ax = plt.subplots(figsize=(10,4))
plt.ylim(f_lock-1e3,f_lock+1e3)
plt.xlim(-0.5,N+1)
plt.grid(linestyle='--')
plt.ion()
plot1, = ax.plot(xx, yy, '*')

# Lista para almacenar los resultados de las mediciones.
resultados = []
```

```

#Se hace un bucle de N repeticiones.
for x in range(0, N):

    # Se inicia una medición.
    SR620.write("STRT;*WAI")

    # Se obtiene el resultado promedio.
    res = SR620.query("XAVG?")
    resultados.append(res)

    # Se actualizan los arreglos xx y yy.
    yy = np.append(yy,float(res))
    xx = np.append(xx,x)

    # Se actualiza el gráfico en tiempo real.
    plot1.set_xdata(xx)
    plot1.set_ydata(yy)
    figure.canvas.draw()
    figure.canvas.flush_events()

    # Se imprime el número de la iteración actual.
    print(x)

# Se guardan los resultados
f = open(filename, 'w')
f.write(''.join(resultados))
f.close()

```

6.3.2. Programa para medir la traza del analizador de espectros

```

import pyvisa
import time
import ast
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from datetime import datetime

# Se abre la conexión via USB con el analizador de espectros.
rm = pyvisa.ResourceManager()

```

```

rm.list_resources()
inst = rm.open_resource("USB0::0x2184::0x0064::GEV834719::INSTR")

#Se define el número de mediciones.
N=100

# Se definen listas para almacenar datos.
list_trace = []
t = time.time()
tt = []

# Se obtienen las frecuencias de inicio y fin del instrumento
y se genera un array de frecuencias.
f_start = float(inst.query(":FREQ:START?"))
f_stop = float(inst.query(":FREQ:STOP?"))
freq = np.linspace(f_start, f_stop,num=601)
freq_l = freq.tolist()
list_trace.append(freq_l)

# Se obtiene el primer trazo de datos del instrumento y se
convierte en una lista de floats.
trac = inst.query(":TRAC? TRACE1")
trac = ast.literal_eval(trac[11:])

# Se configura un gráfico para visualizar las mediciones en tiempo real.
figure, ax = plt.subplots(figsize=(10,4))
plt.grid(linestyle='--')
plt.ion()
plot1, = ax.plot(freq,trac,'-')

# En un bucle, se realizan N mediciones, actualizando el gráfico y
almacenando los datos en list_trace.
for i in range(N):
    aa = inst.query(":TRAC? TRACE1")
    trace = list(ast.literal_eval(aa[11:]))
    list_trace.append(trace)
    plot1.set_xdata(freq)
    plot1.set_ydata(trace)
    figure.canvas.draw()
    figure.canvas.flush_events()
    elapsed = time.time() - t

```



```

    tt.append(elapsed)
    time.sleep(1)
    print(i)

# Se definen nuevas listas para almacenar los datos.
list_ff = []
list_ii = []
tt = []
N = 2100
ii = 0

# Se adquiere un punto de la traza donde esta el marcador1
(el máximo de potencia).
ff = inst.query(":CALC:MARK1:X?")
list_ff.append(float(ff))
list_ii.append(ii)

#En un bucle, se realizan N mediciones, actualizando
el gráfico y almacenando los datos en list_ff.
figure, ax = plt.subplots(figsize=(10,4))
plt.grid(linestyle="--")
plt.xlim(-0.5,N+0.5)
plt.ylim(0,500e6)
plt.ion()
plot1, = ax.plot(list_ii,list_ff,'*')
t = time.time()
for i in range(N):
    ff = inst.query(":CALC:MARK1:X?")
    list_ff.append(float(ff))
    list_ii.append(i+1)
    plot1.set_xdata(list_ii)
    plot1.set_ydata(list_ff)
    figure.canvas.draw()
    figure.canvas.flush_events()
    elapsed = time.time() - t
    tt.append(elapsed)
    time.sleep(0.2)
    print(i)

# Se cierra la conexión con el instrumento.
inst.close()

```

```

# Guarda los resultados de las mediciones en archivos de texto.
now = datetime.now()
filename = now.strftime("%Y_%m_%d-%H.%M") + '_f0_.txt'
f_array = np.array(list_ff)
tt_array = np.array(tt)
f_array = f_array.reshape(len(f_array),1)
tt_array = tt_array.reshape(len(tt_array),1)
matriz = np.concatenate((tt_array,f_array[:-1]), axis = 1)
np.savetxt(filename, matriz)

```

6.3.3. Programa para medir con el osciloscopio 3 canales en simultaneo

```

clear all

# A través de una placa GPIB se abre la conexión y se configura el osciloscopio.
vtek = visa('tek', 'GPIB8::1::INSTR');
vtek=vtek_preparar();
fopen(vtek);
fprintf(vtek,'VERBOSE ON');

# Selecciona el canal 4 como la fuente de datos y obtiene la longitud
del registro de datos del instrumento. Luego se cierra la conexión.
fprintf(vtek,'DATA:SOURCE CH4');
NB=getrecordlength(vtek);
fclose(vtek)

# Se configura el tamaño del buffer para el almacenamiento de datos.
vtek.InputBufferSize =2*Nb;

# Se reabre la conexión.
fopen(vtek);

# Se obtiene la forma de onda y los parámetros de la
estructura de los canales 2,3 y 4, y se guardan en 'parametros'.
[data,time,chanStruct]= getwaveform(vtek,'ch2');
ff=getfield(chanStruct,'WFMPRE');
dt=ff.XINCR;
toff=ff.PT_OFF;
t0=ff.XZERO;
ymulti2=ff.YMULT;

```

```

ybase2=ff.YOFF;
y02=ff.YZERO;
[data,time,chanStruct]= getwaveform(vtek,'ch3');
ff=getfield(chanStruct,'WFMPRE');
ymulti3=ff.YMULT;
ybase3=ff.YOFF;
y03=ff.YZERO;
[data,time,chanStruct]= getwaveform(vtek,'ch4');
ff=getfield(chanStruct,'WFMPRE');
ymulti4=ff.YMULT;
ybase4=ff.YOFF;
y04=ff.YZERO;
parametros=[dt t0 toff ymulti2 ybase2 y02 ymulti3 ybase3 y03 ymulti4 ybase4 y04];

# Calcula el vector de tiempo t usando los parámetros.
Inicializa variables de tiempo y configuraciones para la adquisición de datos.
t=dt*(time-toff)+t0;
tt0 = clock;
tt=[];
Narchivos=2200;
tt0 = clock;
tt=[];

# Se ingresa en un bucle y se realizan 'Narchivos' repeticiones.
for jj=1:Narchivos,
    [pp jj]

    # Se configura el osciloscopio para detenerse
    después de una secuencia y comenzar la adquisición.
    fprintf(vtek,'ACQUIRE:STOPAFTER SEQUENCE');
    fprintf(vtek,'ACQUIRE:STATE ON');
    fprintf(vtek,'*WAI');

    # Se cambia la fuente de datos a los canales 2, 3 y 4 y se lee las formas de onda.
    fprintf(vtek,'DATA:SOURCE CH2');
    fprintf(vtek,'CURVE?');
    [waveform_raw, count]=binblockread(vtek,'int8');
    dat2=ymulti2*(waveform_raw-ybase2)+y02;
    fprintf(vtek,'DATA:SOURCE CH3');
    fprintf(vtek,'CURVE?');
    [waveform_raw, count]=binblockread(vtek,'int8');

```

```

dat3=ymulti3*(waveform_raw-ybase3)+y03;
fprintf(vtek,'DATA:SOURCE CH4');
fprintf(vtek,'CURVE?');
[waveform_raw, count]=binblockread(vtek,'int8');
dat4=ymulti4*(waveform_raw-ybase4)+y04;

# Se calcula el tiempo transcurrido desde el inicio.
tt=[tt etime(clock,tt0)];

# Se calcula la media y la desviación estándar de las formas de onda adquiridas.
v2m(jj)=mean(dat2);
v3m(jj)=mean(dat3);
v4m(jj)=mean(dat4);
v2s(jj)=std(dat2);
v3s(jj)=std(dat3);
v4s(jj)=std(dat4);

# Se grafica los valores medios de cada canal en tiempo real.
figure(11),plot(1:jj,v2m(1:jj),'-o'),grid
figure(12),plot(1:jj,v3m(1:jj),'-o'),grid
figure(13),plot(1:jj,v4m(1:jj),'-o'),grid

# Se pausa brevemente para permitir que el gráfico se actualice.
pause(1.6)

end

# Se cierra la comunicación con el instrumento.
fclose(vtek)

# Se guardan los datos.
datos.t=t;
datos.ch2=v2m;
datos.ch3=v3m;
datos.ch4=v4m;
datos.parametros=parametros;
datos.tt=tt;
datos.Narchivos=Narchivos;
nombre='potenciaTiZaVcontrolSerror.mat'
save(nombre,'datos');

```

Bibliografía

- [1] Thomas P Heavner et al. “First accuracy evaluation of NIST-F2”. En: *Metrologia* 51.3 (mayo de 2014), pág. 174. DOI: 10.1088/0026-1394/51/3/174. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/51/3/174>.
- [2] René Schödel, Andrew Yacoot y Andrew Lewis. “The new mise en pratique for the metre—a review of approaches for the practical realization of traceable length metrology from 10-11 m to 1013 m”. En: *Metrologia* 58.5 (ago. de 2021), pág. 052002. DOI: 10.1088/1681-7575/ac1456. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1681-7575/ac1456>.
- [3] F. Arias et al. “The 50th Anniversary of the Atomic Second”. En: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* PP (abr. de 2018), págs. 1-1. DOI: 10.1109/TUFFC.2018.2823591.
- [4] Jun Ye, Harald Schnatz y L.W. Hollberg. “Optical Frequency Combs: From Frequency Metrology to Optical Phase Control”. En: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 9 (ago. de 2003), págs. 1041-1058. DOI: 10.1109/JSTQE.2003.819109.
- [5] Theodor W. Hänsch. “Nobel Lecture: Passion for precision”. En: *Rev. Mod. Phys.* 78 (4 nov. de 2006), págs. 1297-1309. DOI: 10.1103/RevModPhys.78.1297. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.78.1297>.
- [6] Diego Luna et al. “Análisis de estabilidad en relojes atómicos por medio de la técnica Vista Común GPS Analysis of atomic clocks stability using the GPS Common-View technique”. En: *Anales de la Asociacion Física Argentina* 27 (ago. de 2016), pág. 73.
- [7] Michael Matus et al. “The CCL-K11 ongoing key comparison. Final report for the year 2011”. En: *Metrologia* 49.1A (ene. de 2012), pág. 04009. DOI: 10.1088/0026-1394/49/1A/04009. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/49/1A/04009>.
- [8] Moustafa Abdel-Hafiz et al. “Guidelines for developing optical clocks with 10-18 fractional frequency uncertainty”. En: *arXiv: Atomic Physics* (2019). URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:195700006>.
- [9] Yaojing Zhang et al. “Near-infrared frequency comb generation from a silicon microresonator”. En: *Journal of Optics* 23.10 (sep. de 2021), 10LT02. DOI: 10.1088/2040-8986/ac1772. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/2040-8986/ac1772>.
- [10] Scott A. Diddams, Kerry Vahala y Thomas Udem. “Optical frequency combs: Coherently uniting the electromagnetic spectrum”. En: *Science* 369.6501 (2020), eaay3676. DOI: 10.1126/science.aay3676. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.aay3676>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aay3676>.

- [11] Sintec Optronics. *Frequency Combs Application Notes*. Último acceso: 8 de noviembre de 2024. 2021. URL: <https://www.sintec.sg/ApplicationNotes/347.html>.
- [12] Bozhang Dong. “Quantum-Dot Optical Frequency Comb”. En: *Quantum Dot Lasers on Silicon: Nonlinear Properties, Dynamics, and Applications*. Cham: Springer International Publishing, 2023, págs. 123-161. ISBN: 978-3-031-17827-6. DOI: 10.1007/978-3-031-17827-6_5. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-031-17827-6_5.
- [13] William T Silfvast. *Laser fundamentals*. Cambridge university press, 2004, págs. 368-373.
- [14] FindLight. *Ti:Sapphire Laser Datasheet*. Accedido el 7 de octubre de 2024. 2024. URL: https://www.findlight.net/uploads/products/datasheet/tisapphire_1686816199.pdf.
- [15] Karl F. Renk. “Titanium–Sapphire Laser”. En: *Basics of Laser Physics: For Students of Science and Engineering*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012, págs. 75-80. ISBN: 978-3-642-23565-8. DOI: 10.1007/978-3-642-23565-8_5. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-642-23565-8_5.
- [16] Desconocido. *Imagen sin fuente identificada*. Fuente desconocida, accedido el 7 de octubre de 2024. 2024.
- [17] R. L. Fork, O. E. Martinez y J. P. Gordon. “Negative dispersion using pairs of prisms”. En: *Opt. Lett.* 9.5 (mayo de 1984), págs. 150-152. DOI: 10.1364/OL.9.000150. URL: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-9-5-150>.
- [18] Péter Dombi et al. “Pulse compression with time-domain optimized chirped mirrors”. En: *Optics express* 13 (ene. de 2006), págs. 10888-94. DOI: 10.1364/OPEX.13.010888.
- [19] Plymouth Grating. *Dispersion and Pulses*. Accedido el 7 de octubre de 2024. 2024. URL: <https://www.plymouthgrating.com/guidance/technical-notes/fundamentals/dispersion-and-pulses/>.
- [20] Francis Segovia y Emilse Cabrera. “SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN NO LINEAL DE SCHRODINGER (1+1) EN UN MEDIO KERR”. En: *Redes de Ingeniería* 6 (dic. de 2015). DOI: 10.14483/udistrital.jour.redes.2015.2.a03.
- [21] Dale Atkin. “Full 2-D Photonic Bandgaps in Silica/Air Structures.” En: *Electronics Letters* (1995).
- [22] Dudley, John M. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. Accedido el 7 de octubre de 2024. 2015. URL: https://photonics.pl/old/2015_Dudley.pdf.
- [23] Jonathan Knight. *Photonic Crystal and Microstructured Fibers*. Accedido el 7 de octubre de 2024. 2024. URL: https://researchportal.bath.ac.uk/files/34151798/Photonic_crystal_and_microstructured_fibers_for_pdf.pdf.
- [24] NKT Photonics. *NKT Photonics gives license to PCF technology for use in supercontinuum lasers*. Accedido el 7 de octubre de 2024. 2024. URL: <https://www.nktphotonics.com/news/nkt-photonics-gives-license-to-pcf-technology-for-use-in-supercontinuum-lasers/>.
- [25] Bousselham Samoudi et al. “Absolute optical frequency measurements of iodine-stabilized He-Ne laser at 633 nm by using a femtosecond laser frequency comb”. En: *International Journal of Metrology and Quality Engineering* 3 (ene. de 2012), págs. 101-106. DOI: 10.1051/ijmqe/2012012.
- [26] Marcelo Alejandro Luda. “Instrumentación y control con aplicaciones en óptica y metrología”. Tesis doct. UBA, nov. de 2021. URL: https://hdl.handle.net/20.500.12110/tesis_n7160_Luda.
- [27] E. Rubiola y Francois Vernotte. “The Companion of Enrico’s Chart for Phase Noise and Two-Sample Variances”. En: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* PP (jul. de 2023), págs. 1-30. DOI: 10.1109/TMTT.2023.3238267.

- [28] Diego Alejandro Luna et al. “Analysis of atomic clocks stability using the GPS Common-View technique”. En: *Anales AFA* 27.02 (2016), págs. 73-78. DOI: 10.31527/analesafa.2016.27.2.73.
- [29] Igor Peshko. “Laser pulses. Theory,technology,and applications”. En: IntechOpen, oct. de 2012. Cap. 2. Femtosecond Laser Cavity Characterization, pág. 479. URL: <https://doi.org/10.5772/2624>.
- [30] Newton C. Braga. *Fotodiodo M266*. Accedido el 7 de octubre de 2024. 2024. URL: <https://newtoncbraga.com.br/matematica-na-eletronica/10891-fotodiodo-m266.html>.

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons, Atribución – No Comercial – Compartir Igual (by-nc-sa) 2.5
Argentina Buenos Aires, 2024.