



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

DEPARTAMENTO DE FÍSICA JUAN JOSÉ GIAMBIAGI

Diseño de un microscopio óptico coherente con  
resolución axial mejorada

TESIS DE LICENCIATURA EN CIENCIAS FÍSICAS

**Nicolás Matías Rapagnani**

Director: Dr. Oscar Eduardo Martínez

Diseño de un microscopio óptico coherente con resolución axial mejorada

ALUMNO: Nicolás Matías Rapagnani

LU N°: 633/14

LUGAR DE TRABAJO: Laboratorio de Fotónica - Instituto de Ingeniería Biomédica -  
FIUBA

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Oscar Eduardo Martínez

FECHA DE INICIACIÓN: 26/03/2021

FECHA DE FINALIZACIÓN: 06/07/2023

FECHA DE EXAMEN: 20/10/2023

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor

Jurado

.....

.....

Director

Jurado

.....

.....

Profesora  
de Tesis de Licenciatura

Jurado

.....

.....

## **Resumen**

En este trabajo se analizaron dos alternativas para mejorar la resolución axial en microscopía por tomografía óptica coherente (OCT). En primer lugar se propone la construcción de una fuente de solitones sintonizable con espectro controlado por modulador acusto-óptico. Ante limitaciones no previstas en el equipo se analizó una segunda alternativa para un nuevo diseño que integra una lente varióptica en el microscopio presente en el laboratorio para realizar OCT confocal por barrido de dioptría y se establece un modelo teórico basado en trazado de rayos y matrices ABCD para simularlo numéricamente. Finalmente se desarrollan una serie de programas en lenguaje Python que permiten simular la totalidad del experimento y se muestra cómo este diseño novedoso produce una mejora en la resolución axial respecto a un sistema de OCT convencional.

*“Lo único que podemos decidir es qué hacer con el tiempo  
que se nos ha dado.”*

— J.R.R. Tolkien, El Señor de los Anillos



# Índice general

Capítulos	Página
<b>1. Antecedentes</b>	<b>1</b>
1.1. Fuentes láser . . . . .	1
1.2. OCT vs. Microscopía Confocal . . . . .	4
1.2.1. Microscopía Confocal . . . . .	4
1.2.2. Introducción a OCT . . . . .	5
1.2.3. Teoría de FDOCT . . . . .	8
1.3. Fuente de rango espectral ampliado . . . . .	13
1.3.1. Generación de solitones por FCF . . . . .	13
1.3.2. Moduladores acusto-ópticos . . . . .	14
<b>2. Fuente de Ti:Za e interferómetro</b>	<b>19</b>
2.1. Descripción de la fuente de Ti:Za . . . . .	19
2.2. Construcción del Interferómetro . . . . .	22
2.2.1. Construcción del detector de pulsos . . . . .	24
2.2.2. Nivelación de brazos . . . . .	25
2.3. Diseño del espectrómetro . . . . .	29
2.3.1. Descripción de la cámara . . . . .	30
2.3.2. Elección de la lente colimadora . . . . .	31
<b>3. Diseño de una fuente de rango espectral ampliado. Caracterización de los moduladores y problemas</b>	<b>35</b>
3.1. Diseño de fuente espectral ampliada . . . . .	35

3.2. Caracterización de los moduladores y problemas . . . . .	37
<b>4. Diseño alternativo superador: microscopio confocal óptico coherente</b>	<b>47</b>
4.1. Propuesta OCT Confocal . . . . .	47
4.2. Matrices ABCD . . . . .	50
4.3. Diseño del microscopio . . . . .	55
4.3.1. Consideración sobre la distancia focal del objetivo . . . . .	56
4.3.2. Consideración sobre la cintura del haz de referencia . . . . .	57
4.3.3. Lente controlable por tensión y parámetros del sistema . . . . .	61
4.4. Matrices del sistema . . . . .	63
4.5. Interferencia entre brazos . . . . .	65
4.5.1. Parámetro complejo, intensidad e interferencia . . . . .	65
4.5.2. Análisis de la integral sobre el número de onda . . . . .	69
<b>5. Resultados y discusión</b>	<b>75</b>
5.1. Resultados numéricos en un caso característico. Prueba de concepto . . . . .	75
5.1.1. Introducción al programa . . . . .	75
5.1.2. El efecto confocal en la simulación . . . . .	77
5.1.3. Análisis espectral mediante FFT . . . . .	79
5.1.4. Optimización de parámetros . . . . .	84
<b>6. Conclusiones</b>	<b>95</b>
<b>A. Procedimiento alineación Ti:Za</b>	<b>97</b>
<b>B. Protocolo de encendido y apagado Ti:Za</b>	<b>103</b>
B.1. Encendido en Frío . . . . .	103
B.2. Encendido Diario . . . . .	103
B.3. Apagado Diario . . . . .	104
B.4. Apagado Total . . . . .	104
<b>C. Apéndice Computacional</b>	<b>105</b>
C.1. Funciones Auxiliares . . . . .	105
C.2. Clases . . . . .	107

C.2.1. RayTrancing . . . . .	107
C.2.2. Intensity . . . . .	109
C.2.3. Interference . . . . .	111
C.2.4. OCT . . . . .	114
C.2.5. Sim . . . . .	118

<b>Bibliografía</b>	<b>121</b>
---------------------	------------

<b>Agradecimientos</b>	<b>125</b>
------------------------	------------



# Capítulo 1

## Antecedentes

### 1.1. Fuentes láser

Es sabido que la óptica, como ciencia, es el estudio de la luz y sus propiedades, así como la interacción de la misma con la materia. Si estudiamos en particular la microscopía óptica, nos interesará utilizar las propiedades de la luz para observar la materia a escalas menores al milímetro. Podemos afirmar entonces, que los distintos tipos de microscopía diferirán en el uso de diferentes fuentes lumínicas y en sus propiedades para medir estructuras en la microescala.

Una posible fuente es la luz monocromática proveniente de un láser. El mecanismo láser (del inglés *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) fue propuesto a principios del siglo XX a partir de los trabajos de Einstein y Planck, y construido por primera vez por Maiman en 1960, a partir de un cristal de rubí.

Su funcionamiento se basa en el fenómeno de emisión estimulada, donde una fuente de energía (eléctrica u óptica) conocida como bombeo excita los electrones del medio donde se va a producir la amplificación. La energía del bombeo coincide con las bandas de absorción de los electrones y, una vez excitados, éstos descienden a un nivel meta-estable, cuyo tiempo de permanencia depende del medio activo. Luego, estos electrones decaen a niveles inferiores emitiendo la diferencia de energía en forma de un fotón.

Este proceso, por sí solo, no puede producir un haz continuo y estable. Para lograrlo, debe

darse una serie de condiciones sobre el medio y la potencia de bombeo, donde la cantidad de electrones excitados sea mayor a la del nivel fundamental. Este fenómeno se conoce como inversión de población. Si se coloca el medio dentro de una cavidad donde los extremos sean espejos de muy alta reflectividad, los fotones emitidos por el medio activo, en la dirección perpendicular a los espejos, comenzarán a reflejarse dentro de la cavidad. A su vez, el paso de los fotones a través de los átomos estimulará la emisión de más fotones con la misma energía. De minimizarse las pérdidas en los espejos y dentro del medio, es posible generar una amplificación en la generación de fotones, manteniendo la emisión como un haz de luz coherente, tanto espacialmente (reducida a un haz colimado) como en longitud de onda (monocromático). Si reemplazamos entonces uno de los espejos por otro de menor reflectividad, tendremos un punto de salida para el haz.

Existen muchos medios activos y formas de bombeo, pero en este trabajo nos enfocaremos en el láser presente en el laboratorio. Éste utiliza un cristal de titanio zafiro ( $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ , o  $\text{Ti:Za}$ ) como medio activo [1] y un láser de 532 nm como fuente de bombeo.

Si bien es común representar a las ondas electromagnéticas como ondas esféricas u ondas planas, en el caso particular del láser utilizaremos el formalismo Gaussiano para describir tanto el perfil del haz como su divergencia a medida que se propaga por un sistema óptico. Entonces el haz Gaussiano con simetría cilíndrica tendrá la forma [2]:

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -i [kz - \eta(z)] - r^2 \left( \frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)} \right) \right\}, \quad (1.1)$$

donde  $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$  es el número de onda,  $w_0$  es el radio del haz en la posición de la cintura, como se ve en la figura 1.1; y  $w(z)$ ,  $R(z)$  y  $\eta(z)$  son funciones que describen la geometría del haz, y valen:

$$\eta(z) = \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_R} \right), \quad w^2(z) = w_0^2 \left( 1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right), \quad R(z) = z \left( 1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right); \quad (1.2)$$

donde  $z_R \equiv \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}$  es un parámetro conocido como la longitud de Rayleigh. A partir de ahora tomaremos como índice de refracción utilizado  $n = 1$  sin pérdida de generalidad. En particular,  $w(z)$  describe el radio del haz a lo largo del eje óptico;  $\eta(z)$  es una función

conocida como *fase de Gouy* y describe una fase global a medida que el haz se propaga; y  $R(z)$  describe la curvatura del frente de onda en función de la posición.

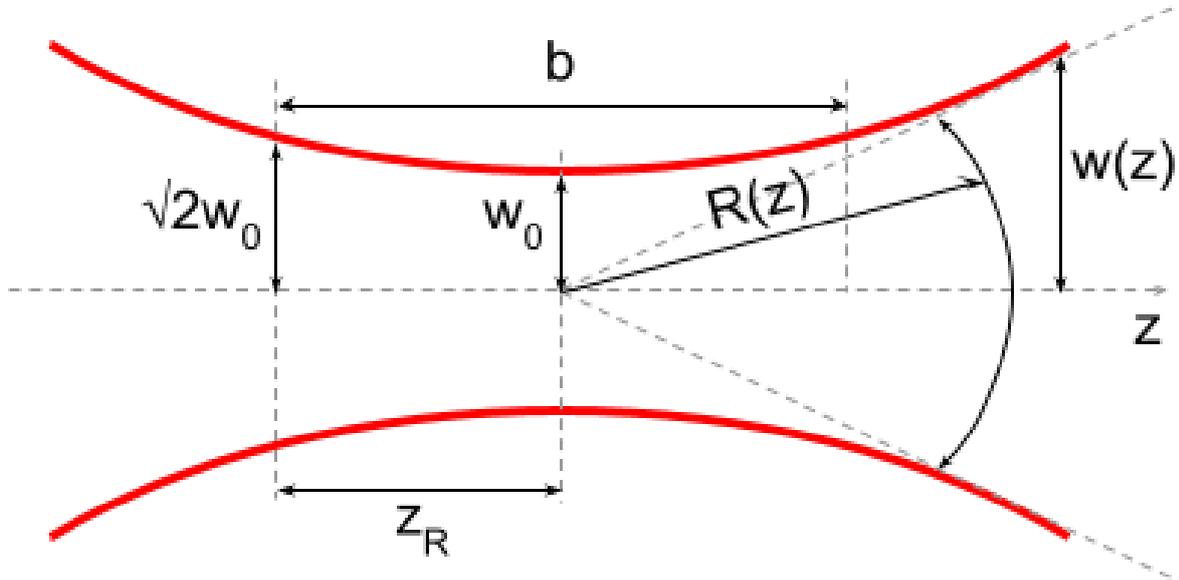


Figura 1.1: Esquema de propagación de un haz Gaussiano en función de la posición a lo largo del eje óptico.  $z_R$  es la longitud de Rayleigh donde el radio del haz aumenta en un factor  $\sqrt{2}$ ;  $b = 2z_R$  es el parámetro confocal;  $w_0$  es el radio de la cintura; y  $w(z)$  y  $R(z)$  describen el radio y la curvatura del frente del haz en función de la posición sobre el eje óptico.

Algunas de las aplicaciones posibles para los láseres continuos son: en microscopía, especialmente la multifotónica y confocal, y en la tomografía óptica coherente.

Si bien es posible usar este láser como un haz continuo, nos interesa en particular aprovecharnos de un mecanismo conocido como *mode-locked*, o pulsado [3–5]. En esta modalidad, el haz estará compuesto de pulsos discretos, comprimidos en tiempo y espacio, en lugar de un haz con potencia constante y localizado a lo largo de todo el eje óptico. En nuestro caso, los pulsos tendrán duraciones del orden de 30 a 50 fs y tasas de repetición de entre 70 y 90 MHz; esto se logra por medio de un efecto no lineal conocido como lente Kerr [6], donde se presenta una variación del índice de refracción dentro del cristal, proporcional a la intensidad del haz. Esto enfoca el haz en forma periódica y este modo puede ser seleccionado incluyendo pérdidas selectivas dentro de la cavidad que favorezcan el pulsado en detrimento del modo

continuo.

A continuación pasaremos a discutir los aspectos principales de la microscopía confocal y de la tomografía óptica coherente.

## 1.2. OCT vs. Microscopía Confocal

### 1.2.1. Microscopía Confocal

Como dijimos previamente, una de las aplicaciones de los láseres continuos es la llamada microscopía confocal. Ésta es una técnica basada en la fluorescencia [7], es decir la irradiación de un material con luz de una longitud de onda determinada y la recolección de la emisión resultante del decaimiento de átomos o moléculas excitados. El atractivo de esta técnica es la gran resolución en la dirección del haz, lo que resulta en una profundidad de foco extremadamente pequeña. La clave es el uso de una abertura pequeña entre el objetivo empleado y el detector, donde se va a enfocar la fluorescencia, que permite restringir la recolección de luz solo de los planos que se encuentran en el foco del objetivo. Esto sucede debido a que los planos lejanos al foco no habrán de coincidir con la abertura y no serán registrados por el detector.

Luego, es solo cuestión de hacer un barrido sobre la muestra, registrando punto por punto la emisión de fluorescencia (incluso en el eje vertical), pudiendo extenderse en las tres dimensiones. La resolución estará dada por el tamaño de la abertura frente al detector, con la salvedad de que las pérdidas de intensidad se incrementarán significativamente con la disminución del diámetro, reduciendo la relación señal-ruido. Debido a la rapidez en la adquisición de la señal se utilizan fotomultiplicadores para maximizar la señal captada por el detector en la zona donde enfoca la abertura.

En la figura 1.2 podemos ver la configuración de un microscopio confocal tradicional y su funcionamiento en la práctica.

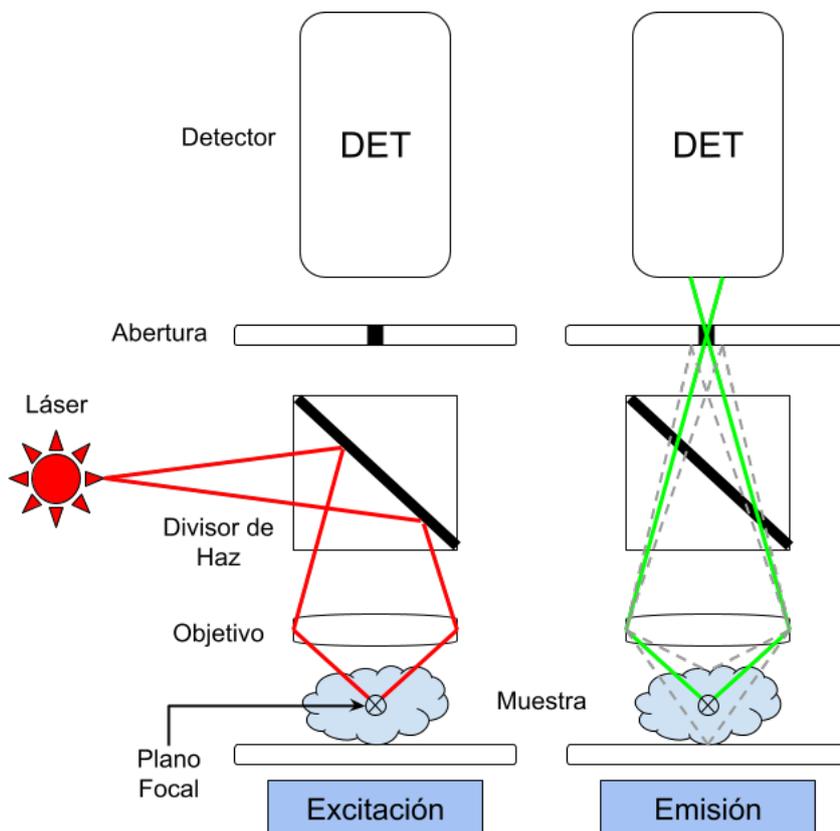


Figura 1.2: Esquema de funcionamiento de un microscopio confocal. A la izquierda vemos la excitación de la muestra por medio de una fuente de láser mientras que a la derecha vemos el momento de la emisión por fluorescencia. Vemos que la luz emitida por los puntos que no se encuentren cercanos al plano focal al ser enfocados por el objetivo no conseguirán atravesar la abertura, por lo que no serán registrados por el detector.

Entonces, la medida que se utilizará para determinar la resolución axial en la microscopía confocal es el denominado parámetro confocal  $b$  [8], que en un haz de perfil Gaussiano estará dado la ecuación 1.3:

$$b = 2z_R = kw_0^2. \quad (1.3)$$

### 1.2.2. Introducción a OCT

La Tomografía Óptica Coherente (u OCT por sus siglas en inglés) es una técnica de visualización de tejido a escala micrométrica que permite la obtención de imágenes en 2 y 3

dimensiones de estructuras biológicas *in vivo* [9,10], es decir sin tener que recurrir a biopsias. Es de particular utilidad en el área de la oftalmología [11], donde pueden hacerse reconstrucciones del tejido macular accediendo, a través de la pupila, a la parte posterior del ojo logrando una profundidad de imagen de varios milímetros.

La técnica fue introducida por el grupo de Fujimoto en 1991 [12] y se basa en el uso de una fuente de luz que penetra en el tejido y es reflejada por las distintas estructuras que lo componen. Midiendo la intensidad y el retraso de la luz reflejada es posible conocer su composición y, particularmente, su posición respecto a la superficie de la muestra. De acoplar a esto un sistema de barrido longitudinal y transversal, es posible reconstruir el tejido en tres dimensiones a una velocidad y resolución muy superior a otras técnicas de visualización, como por ejemplo la ecografía por ultrasonido.

Para alcanzar resoluciones micrométricas, e incluso submicrométricas, es necesario utilizar fuentes de luz de baja coherencia y analizarlas por medio de interferometría. Utilizando un interferómetro de Michelson se hace interferir el haz de luz incidente con el reflejado y por medio del análisis de Fourier del espectro (un subgénero de OCT denominado FDOCT) es posible detectar los diferentes planos de reflexión presentes en la muestra.

La frecuencia de modulación estará dada entonces por la diferencia de camino óptico entre el plano de referencia y el plano de reflexión. Como la frecuencia aumenta a medida que la distancia es mayor, será la resolución del espectrómetro utilizado la que marque el límite en el cual la interferencia será detectable.

Una medida de la distancia dentro de la cual dos brazos habrán de interferir es la longitud de coherencia del haz. En la ecuación 1.4 definimos la longitud de coherencia tanto en términos de número de onda como de longitud de onda [8]:

$$l_c = \frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta k} = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}, \quad (1.4)$$

donde  $\lambda_0$  la longitud de onda central,  $\Delta k$  es la mitad del ancho del espectro a  $\frac{1}{e}$  del máximo y  $\Delta \lambda$  es el ancho a media altura (FWHM de sus siglas en inglés) del espectro. Luego, podremos decir que la resolución axial estará necesariamente dada por la longitud de coherencia del haz, por lo que:

$$\Delta z = l_c = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}. \quad (1.5)$$

De esta expresión podemos concluir que para maximizar la resolución es necesario el uso de longitudes de ondas cortas y de espectros con gran ancho de banda. Sin embargo esto trae aparejado que la penetración de un haz de luz en el tejido se ve dispersado por el mismo, y la proporción de luz dispersada es, según Rayleigh,  $\lambda^{-4}$ : longitudes de onda corta se verán dispersadas en la superficie del tejido, mientras que ondas como el infrarrojo cercano (NIR) podrán llegar más profundo. Esto también tiene un efecto en el espectro ya que, por ejemplo, si se tiene una fuente que emite entre los 800 y 1200 nm, la atenuación en un extremo será 5 veces superior a la atenuación en el otro, produciendo un estrechamiento en el ancho de banda, con la consecuente pérdida de resolución.

Por otro lado, la resolución transversal resulta totalmente desacoplada de la axial y es la misma que en microscopía óptica tradicional. Estará dada por el límite de difracción del haz enfocado en la muestra:

$$\Delta x = \frac{4\lambda f}{\pi d} = \frac{2n\lambda}{\pi NA}, \quad (1.6)$$

donde  $d$  es el diámetro del haz en el objetivo,  $n$  el índice de refracción,  $NA$  la apertura numérica del objetivo y  $f$  es la distancia focal. Sin embargo, en OCT es usual escoger objetivos de baja apertura numérica para tener un haz colimado a lo largo de toda la región que se desea explorar. Esto es lo que marca la principal diferencia entre la microscopía confocal y la OCT, como se ve en la figura 1.3, ya que OCT se basa en tener una amplia profundidad de foco y registrar el espectro en una única medición, mientras que la otra concentra la resolución en un único punto y realiza un barrido de la muestra.

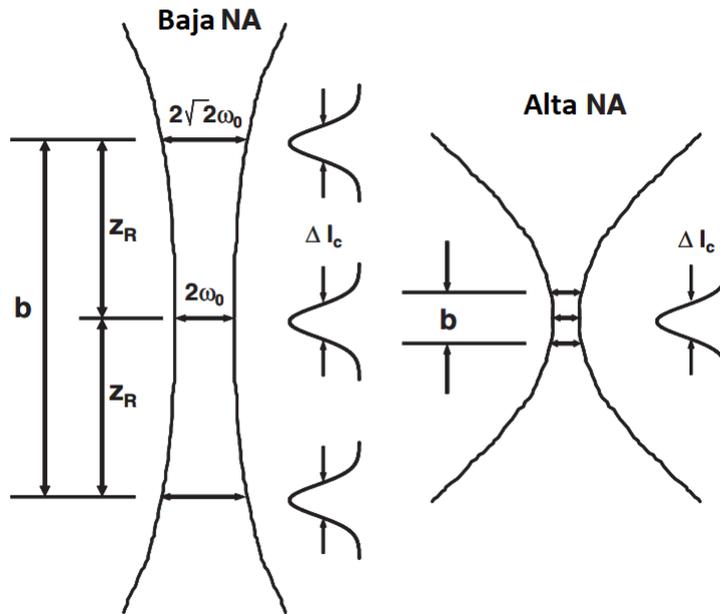


Figura 1.3: Comparación entre la resolución axial y transversal de objetivos con baja apertura numérica (izq.), generalmente utilizados en OCT, y objetivos de alta apertura numérica (der.), utilizados mayormente en microscopía confocal. Puede verse claramente que en el primer caso la resolución axial aumenta en detrimento de la lateral, mientras que en el segundo es el caso opuesto. Fuente: *Optical Coherence Tomography* [8].

### 1.2.3. Teoría de FDOCT

Las técnicas de FDOCT fueron propuestas en la década de los 90, aunque es en este siglo [13–16] que ganaron mayor relevancia debido a las mejoras en la tecnología de captura de imágenes [17] y fuentes de luz, como diodos superluminiscentes [18] y láseres de pulsos ultracortos [19] como el que describimos en la sección 1.1. Estas técnicas se aprovechan de fenómenos no lineales como el efecto Kerr [20] y de tecnologías como las de los espejos de doble frecuencia modulada pulsada (*Double-Chirped Mirrors*, DCM por sus siglas en inglés) para disminuir la longitud de coherencia y mejorar la resolución axial hasta el rango de  $\approx 1 \mu\text{m}$ .

Enfoquémonos ahora en describir el proceso por el cual se lleva adelante una medición. Sea la figura 1.4 un esquema del interferómetro y la muestra. En dicha figura pueden apreciarse los campos eléctricos correspondientes a cada brazo, así como la muestra compuesta de planos

a distinta profundidad y con diferente reflectividad dependiendo de su composición.

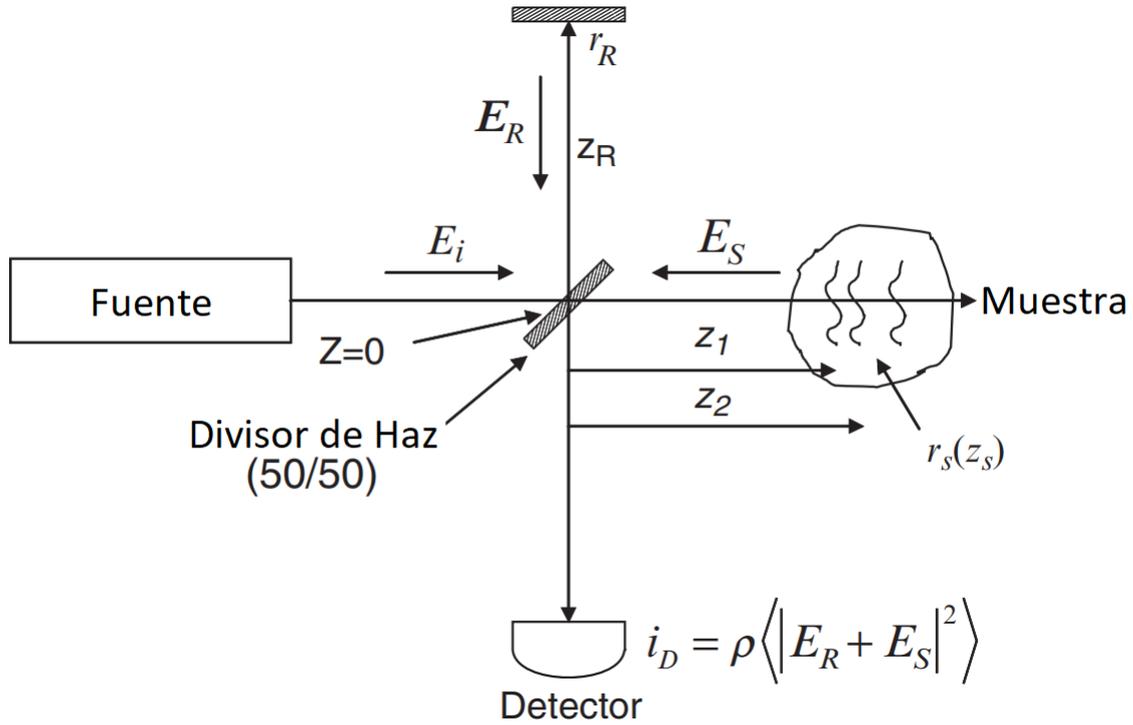


Figura 1.4: Esquema del experimento de OCT señalando los campos eléctricos de cada brazo del interferómetro de Michelson. Fuente: *Optical Coherence Tomography* [8].

Sean los campos eléctricos de cada brazo expresados en su forma compleja los siguientes:

$$\begin{aligned}
 E_i &= A(k, \omega) e^{i(kz - \omega t)} \\
 E_R &= \frac{E_i}{\sqrt{2}} r_R e^{2ikz_R} \\
 E_S &= \frac{E_i}{\sqrt{2}} [r_S(z_S) \otimes e^{2ikz_S}],
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

donde los términos  $(r_R, z_R)$  y  $(r_S, z_S)$  son la reflectividad y posición del espejo de referencia y de los planos de la muestra respectivamente, mientras que  $A(k, \omega)$  es la amplitud del campo eléctrico incidente en función del número de onda y de la frecuencia angular. Debido a que la reflectividad en cada brazo es  $r_S < 1$  y  $r_R < 1$ , la amplitud del campo eléctrico será

una fracción del campo incidente. En ambos brazos se agrega un factor 2 en el exponente para dar cuenta del viaje de ida y vuelta de la onda desde el divisor de haz. Si suponemos que la sucesión de planos en la muestra puede ser discretizada, de modo que  $r_S(z_S) = \sum_{n=1}^N r_n \delta(z_S - z_n)$ , nos queda que los campos que interfieren en el detector serán:

$$\begin{aligned} E_R &= \frac{E_i}{\sqrt{(2)}} r_R e^{2ikz_R} \\ E_S &= \frac{E_i}{\sqrt{(2)}} \sum_{n=1}^N r_n e^{2ikz_n}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Suponiendo un detector ideal, los campos de cada brazo habrán de interferir y serán registrados en el tiempo de integración del espectrómetro utilizado, de modo que

$$\begin{aligned} I_D &= \frac{1}{2} \langle |E_R + E_S|^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle (E_R + E_S)(E_R + E_S)^* \rangle \\ I_D &= \frac{1}{2} \left\langle \left| \frac{A(k, \omega)}{\sqrt{2}} r_R e^{2i(kz_R - \omega t)} + \frac{A(k, \omega)}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_n e^{2i(kz_n - \omega t)} \right|^2 \right\rangle. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Si expandimos los términos cuadráticos podemos eliminar la dependencia temporal y llegar a la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} I_D(k) &= \frac{1}{4} S(k) (R_R + R_1 + R_2 + \dots) + \\ &\quad \frac{1}{4} S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_n} [e^{2ik(z_R - z_n)} + e^{-2ik(z_R - z_n)}] + \\ &\quad \frac{1}{4} S(k) \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_n R_m} [e^{2ik(z_n - z_m)} + e^{-2ik(z_n - z_m)}], \end{aligned} \quad (1.10)$$

donde  $R_i = |r_i|^2$  con  $i = R, n, m$ . Por otro lado,  $S(k) = \langle |A(k, \omega)|^2 \rangle$  representa el espectro del haz incidente en número de onda, que puede ser modelado como una función Gaussiana:

$$S(k) = \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\frac{(k - k_0)^2}{\Delta k^2} \right\}. \quad (1.11)$$

En la expresión 1.11  $k_0$  representa el número de onda correspondiente a la longitud central, como se ve en la figura 1.5.

Utilizando la regla de Euler se puede simplificar la ecuación 1.10 para arribar a la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} I_D(k) = & \frac{1}{4} S(k) (R_R + R_1 + R_2 + \dots) + \\ & \frac{1}{2} S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_n} \cos [2k(z_R - z_n)] + \\ & \frac{1}{4} S(k) \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_n R_m} \cos [2k(z_n - z_m)]. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Esta expresión tiene tres términos bien marcados: el primero se corresponde con la suma de reflectividades de la muestra y la referencia, escalado por el espectro. El segundo es un término de correlación entre la reflectividad de la muestra y el espejo de referencia. Finalmente el tercero es un término de autocorrelación entre los distintos planos reflejados de la muestra.

El término que nos interesa para OCT es el segundo, el de correlación. Éste es el que tendrá la información útil para ubicar la posición de cada plano mediante el análisis de espectro de Fourier. El primer término, que suele denominarse “continuo” (o DC en inglés), es simplemente un valor constante que puede compensarse durante el análisis. El término de autocorrelación en cambio, es una fuente de ruido que puede minimizarse haciendo una elección adecuada de la reflectividad de referencia para que este término pierda valor frente a los otros.

Para continuar nuestro análisis, podemos realizar una transformada de Fourier sobre 1.12, enfocándonos solo en el término de correlación:

$$i_D(z) = \frac{1}{4} \gamma(z) \otimes \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_n} \delta[z \pm 2(z_R - z_n)], \quad (1.13)$$

donde  $\gamma(z)$  es la transformación del espectro  $S(k)$  y  $\delta$  es la delta de Dirac. A la función  $\gamma(z)$  se la conoce como función de coherencia, donde el FWHM es justamente la longitud de coherencia  $l_c$ , como se puede ver en la figura 1.5. De ser el espectro Gaussiano, la función de coherencia también lo será, por propiedad de la transformada de Fourier.

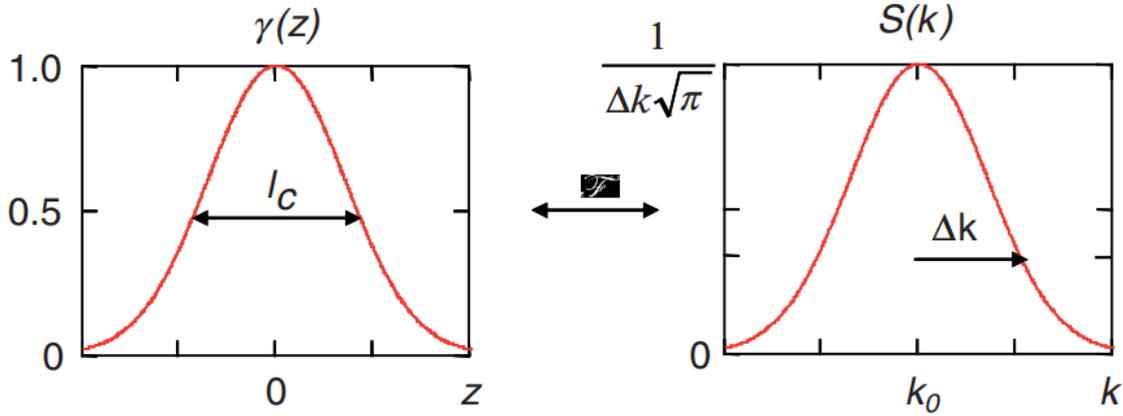


Figura 1.5: Correspondencia entre la función de coherencia  $\gamma(z)$  y el espectro del haz de incidencia  $S(k)$  vía transformada de Fourier. Fuente: *Optical Coherence Tomography* [8].

Una vez colapsada la suma, por efecto de las deltas de Dirac, puede realizarse la convolución con la función de coherencia y arribar al resultado deseado:

$$i_D(z) = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_n} \{ \gamma[2(z_R - z_n)] + \gamma[-2(z_R - z_n)] \}. \quad (1.14)$$

La expresión 1.14 nos dice que la señal registrada en el detector, al realizarle una transformada de Fourier, estará compuesta por una sucesión de picos con perfil Gaussiano ubicados en las posiciones  $\pm 2(z_R - z_n)$ . Una vez definida la posición de referencia  $z_R$ , basta analizar la señal del detector y hallar la ubicación de estos picos para determinar la posición de los planos dentro de la muestra, mientras que la amplitud del pico será un marcador de la reflectividad.

Veamos ahora cómo podemos mejorar la resolución de nuestro experimento por medio de una fuente de luz novedosa.

## 1.3. Fuente de rango espectral ampliado

Con el objetivo de alcanzar resoluciones comparables a la microscopía de fluorescencia por dos fotones es necesario, como podemos ver en la ecuación 1.5, contar con una fuente de luz cuyo ancho de banda (FWHM) sea lo más grande posible. Disponiendo solamente del láser de Ti:Za (cuya longitud de onda central es  $\lambda_0 = 800$  nm y su  $\Delta\lambda = 30$  nm) se alcanzaría una resolución axial de  $\Delta z = 9,41 \mu\text{m}$ . La propuesta es desarrollar una fuente basada en la generación de nuevas frecuencias por fenómenos no lineales en fibras de cristal fotónico [21]. A diferencia de en otros trabajos que utilizaron el efecto Kerr para generar un espectro sin poder controlar su forma [22,23], existe un mecanismo por el cual es posible utilizar la fuente de Ti:Za y generar un espectro con gran ancho de banda y forma definida. Dicho mecanismo es la generación de solitones por fibra de cristal fotónico (FCF).

### 1.3.1. Generación de solitones por FCF

Sabemos que para la formación de un solitón de primer orden en una FCF mediante un haz pulsado incidente, debe cumplirse la siguiente condición [24]:

$$\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = 1, \quad (1.15)$$

donde  $\gamma$  es el coeficiente no lineal de la fibra,  $P_0$  es la potencia pico del haz incidente,  $T_0$  es el ancho temporal del pulso; y  $\beta_2$  es el parámetro de dispersión de la velocidad de grupo. A medida que el solitón viaja por la fibra, su frecuencia se ve alterada por un proceso denominado Cambio de Frecuencia Inducido por Raman (RIFS por sus siglas en inglés), cuya expresión es la siguiente:

$$\Delta\nu_R = -\frac{4T_R(\gamma P_0)^2 z}{15\pi|\beta_2|}, \quad (1.16)$$

donde  $T_R$  es el tiempo de respuesta Raman y  $z$  es el largo de la fibra. Para ambas expresiones, vemos claramente la dependencia con la potencia incidente.

En trabajos previos [25, 26] se han generado solitones en FCF cuya longitud de onda puede

ser sintonizable al cambiar la potencia incidente sobre la fibra. Esta característica resultaría de especial utilidad en OCT, ya que de ser posible crear un espectro con un ancho de banda lo suficientemente grande, podría mejorarse la resolución axial más allá de lo que permite el haz de pulsos ultracortos.

Basándonos en el trabajo de Masip (2009) [25], en el que lograron un rango de longitudes de onda de entre 850 y 1200 nm, nuestra propuesta es entonces utilizar los solitones como fuente de un interferómetro de OCT y realizar un barrido periódico en la longitud de onda, lo suficientemente rápido como para que un espectrómetro colocado en el brazo de lo tome como un único pulso. Esto resultaría en un espectro de hasta 350 nm de ancho de banda, lo que según la ecuación 1.5 aplicada a un experimento de OCT tendría una resolución axial teórica de  $\Delta z = 1,3 \mu\text{m}$ . Este método, conocido como OCT por barrido de fuente [27, 28] (SSOCT, por sus siglas en inglés) no ha sido aún implementado con fuente de solitones, por lo que su desarrollo resultaría realmente novedoso.

Con el objetivo de lograr este barrido en longitud de onda discutiremos a continuación un modo de variar la potencia incidente en la fibra a alta frecuencia.

### **1.3.2. Moduladores acusto-ópticos**

En la sección previa hemos discutido la generación de solitones mediante la modulación de la potencia incidente en la fibra óptica. El diseño que se propuso para esta tesis sigue a trabajos previos [25] y lo hace basándose en un dispositivo llamado modulador acusto-óptico [29, 30].

Este dispositivo consta de tres partes: un transductor, un amortiguador y un medio óptico. En primer lugar, el transductor piezoeléctrico convierte la potencia eléctrica en una onda acústica que es inyectada en el medio, por lo general un cristal. Esta onda acústica viaja a través del medio como una onda plana, comprimiendo las moléculas del medio a medida que el frente de onda avanza a la velocidad del sonido. Esta compresión aumenta momentáneamente la densidad y en consecuencia cambia el índice de refracción. Al pasar la onda, el medio se descomprime y regresa a su índice de refracción original, mientras que el amortiguador absorbe el remanente de onda sonora, minimizando las reflexiones. Es entonces que, ante una excitación acústica constante, el medio quedará compuesto por una sucesión de zonas

de alto y bajo índice de refracción viajando a la velocidad del sonido, como se ve en la figura 1.6.

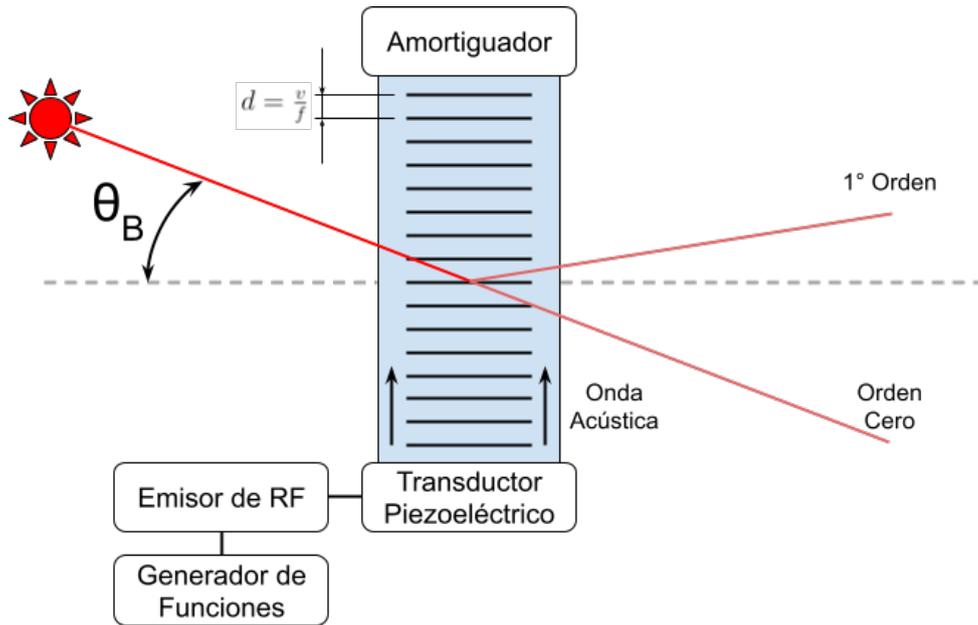


Figura 1.6: Esquema de funcionamiento del modulador acusto-óptico. En él un haz incidente con ángulo  $\theta_B$  es difractado por ondas acústicas de frecuencia  $f$  producidas por un transductor piezoeléctrico alimentado por un emisor de radiofrecuencia modulado por un generador de funciones.

De incidir un haz de luz en el medio, debido a la diferencia de velocidades, no se observará una sucesión de planos moviéndose a través del cristal. En cambio, se verá una estructura que puede aproximarse como una red de difracción con planos paralelos separados una distancia  $d = \frac{v}{f}$ , donde  $f$  es la frecuencia de la onda acústica y  $v$  la velocidad del sonido en el medio. Entonces, si partimos de la ecuación para una red de difracción [31]:

$$\sin(\theta_m) - \sin(\theta_i) = \frac{m\lambda}{d}, \quad (1.17)$$

donde  $\theta_m$  es el ángulo del  $m$ -ésimo orden difractado,  $\theta_i$  el ángulo de incidencia y  $\lambda$  la longitud de onda; podemos plantear la Ley de Bragg [31] para la interferencia constructiva de planos paralelos:

$$m\lambda = 2d \sin \theta. \quad (1.18)$$

Luego, reemplazando la definición de  $d$  y aplicando la aproximación paraxial  $\sin(\theta) \approx \theta$  para ángulos pequeños tenemos que, tomando el primer orden difractado, arribamos a la solución para esta condición conocida como ángulo de Bragg:

$$\theta_B = \frac{\lambda f}{2v}. \quad (1.19)$$

Con el ángulo de Bragg podemos calcular que la separación entre el primer orden y el haz no difractado será:

$$s = 2D \tan \theta_B. \quad (1.20)$$

Es en este punto donde debemos analizar los parámetros que entran en la condición de Bragg. Es evidente que dicha condición estará dada por una relación entre la frecuencia de la onda sonora y la longitud de onda. Para que la luz pueda ser difractada por la red, la separación entre frentes de onda deberá ser comparable a la longitud de onda del haz incidente. Es por eso que tomando como ejemplo el láser de Ti:Za con  $\lambda = 800$  nm es necesario usar moduladores que se encuentren en el rango de  $f = (40 - 110)$  MHz, dependiendo del medio óptico utilizado. Esas frecuencias acústicas son solo posibles utilizando transductores piezoeléctricos alimentados por radio frecuencia (RF).

Como aplicación de este efecto, nos interesa utilizar el modulador para controlar la potencia incidente en la fibra óptica y así generar solitones con ancho de banda variable. Es por eso que a la hora de caracterizar el modulador es de vital importancia conocer la eficiencia con que éste transfiere la potencia del haz incidente al componente difractado. Entonces es posible demostrar [2] que la eficiencia sigue la expresión 1.21:

$$\eta = \frac{I_{dif}}{I_{in}} = \sin^2 \left( \frac{L\pi\sqrt{M I_a}}{\sqrt{2}\lambda \cos \theta_B} \right), \quad (1.21)$$

donde  $L$  es el largo del medio,  $M$  es un factor de mérito propio del material e  $I_a$  es la potencia

acústica. Es en esta ecuación que podemos ver la aplicación del dispositivo en la modulación de la luz. De usarse una fuente de radio frecuencia modulada, la intensidad acústica se verá afectada y a su vez podrá controlarse la eficiencia del dispositivo.

Es entonces que en pos de lograr el objetivo propuesto, es necesario realizar una caracterización del modulador y su eficiencia, para así disponer de un controlador de emisión de solitones en función de la tensión.

En las secciones siguientes procederemos a caracterizar el equipo presente en el laboratorio, en particular, el láser de Ti:Za, los moduladores y el generador de RF; describir el diseño del experimento y su construcción y qué problemas se encontraron al hacerlo.



# Capítulo 2

## Fuente de Ti:Za e interferómetro

### 2.1. Descripción de la fuente de Ti:Za

Parte fundamental de esta tesis fue familiarizarse con el equipamiento ya presente en el laboratorio. Esto incluía en gran parte la caracterización y manejo de la fuente láser de titanio zafiro (Ti:Za) fabricada *in situ* por el equipo del laboratorio. Se realizó una capacitación sobre su funcionamiento y su puesta a punto desde cero, culminando en una actualización del protocolo de alineación, del protocolo de encendido y apagado y del esquema experimental, que pueden encontrarse en los apéndices A y B.

Respecto a la caracterización del equipo, este consiste en un cristal de titanio zafiro modelo GT Advanced Technologies HEM Ti-Sapphire maquinado en ángulo de Brewster. Éste cristal es bombeado por un láser Coherent Verdi V5 que emite a 5 W de potencia con una longitud de onda de 532 nm. En la figura 2.1 puede verse una fotografía del dispositivo durante un procedimiento de alineación.

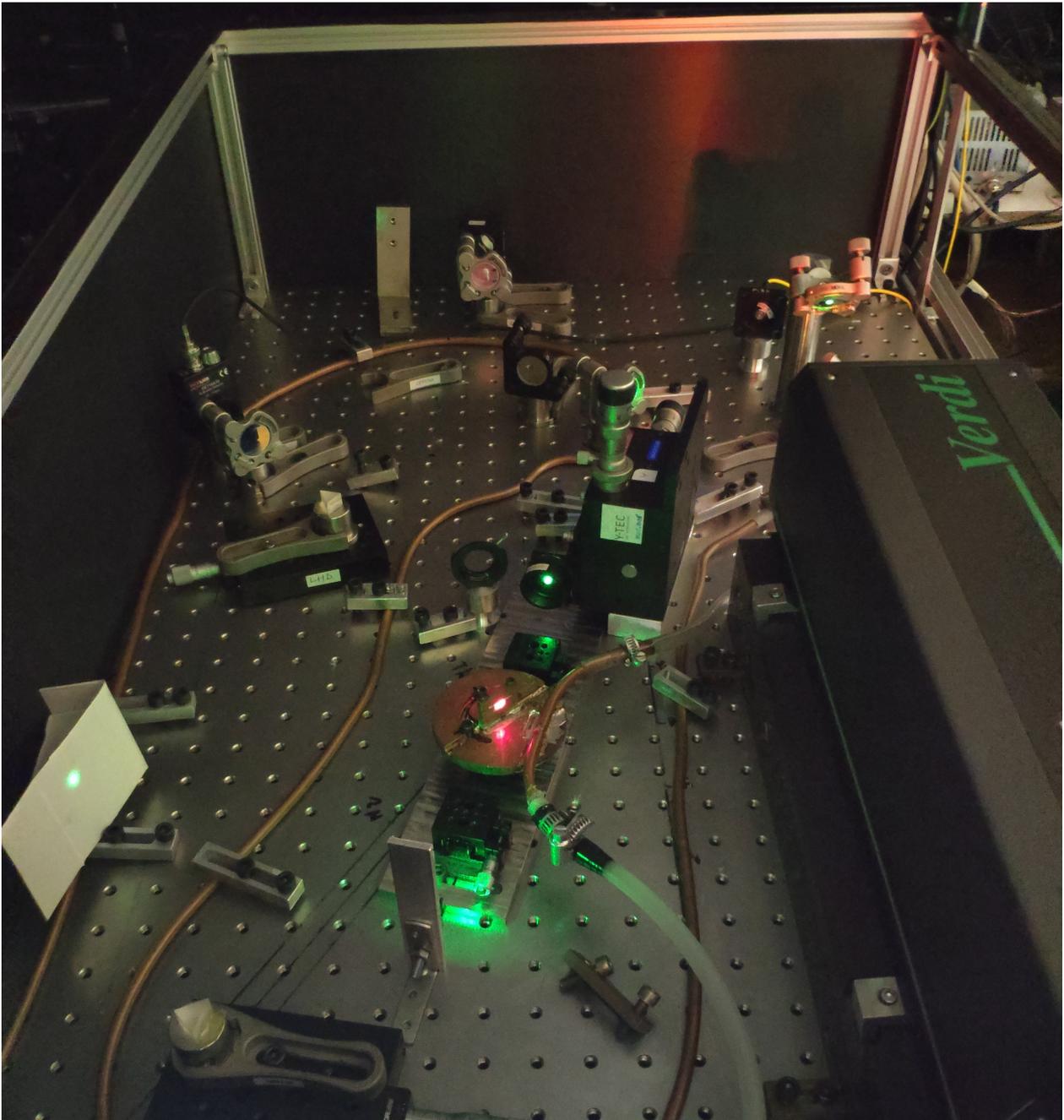


Figura 2.1: Fotografía de la fuente de titanio zafiro durante un procedimiento de alineación. Puede verse a la derecha el láser de bombeo y en el centro la plataforma de montaje para el cristal de Ti:Za.

Una vez alineado y puesto a punto, el láser puede ser pulsado a una frecuencia de 87 MHz, con un ancho de pulso de 40 fs y una potencia media de 600 mW con la frecuencia central de 800 nm. La longitud de onda central puede ser sintonizada en un rango de 780 a 820 nm

mediante el uso de un borde filoso a la salida del segundo prisma. Asimismo el ancho del pulso puede ser ajustado entre los 40 y 60 fs.

En la figura 2.2 puede verse un gráfico del espectro del Ti:Za durante el pulsado, medido con un espectrómetro Ocean-Optics Spectrometer HR400CG-UV-NIR, con una longitud de onda central de 805 nm y un FWHM de 30 nm.

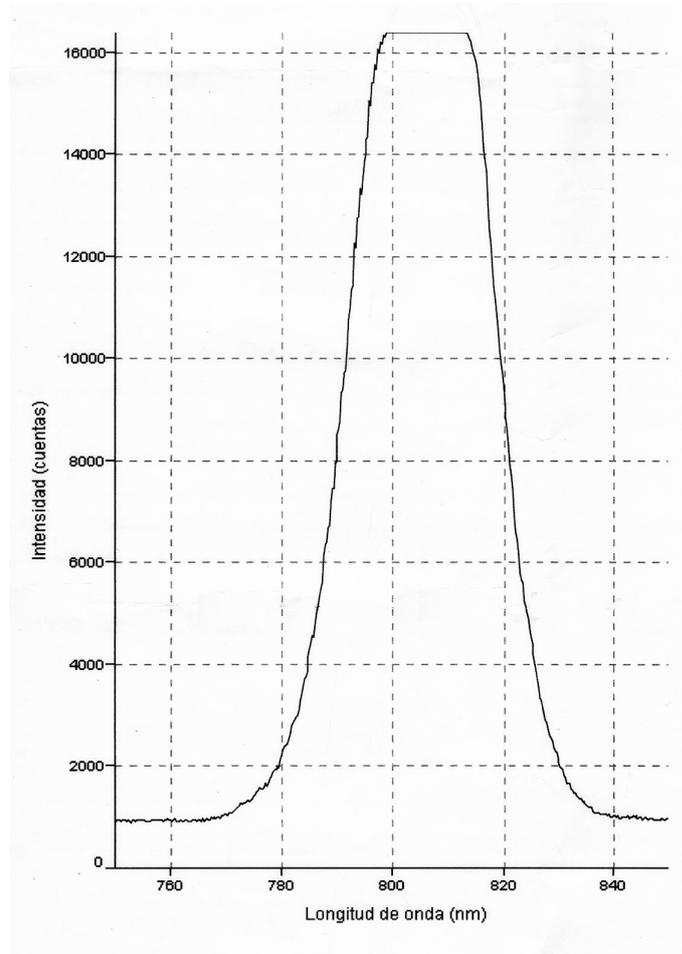


Figura 2.2: Espectro registrado del haz pulsado proveniente de la fuente de Ti:Za posterior al procedimiento de alineación. Pese a la saturación del espectrómetro (truncamiento de la campana) se observa una longitud de onda central de alrededor 805 nm y un FWHM de 30 nm, consistente con el rango operativo del equipo.

## 2.2. Construcción del Interferómetro

Siguiendo el plan de trabajo propuesto, se efectuó el diseño y armado de un interferómetro de Michelson a ser intercalado en la configuración original (figura 2.3) donde un brazo es el microscopio óptico y el otro una referencia con espejo móvil.

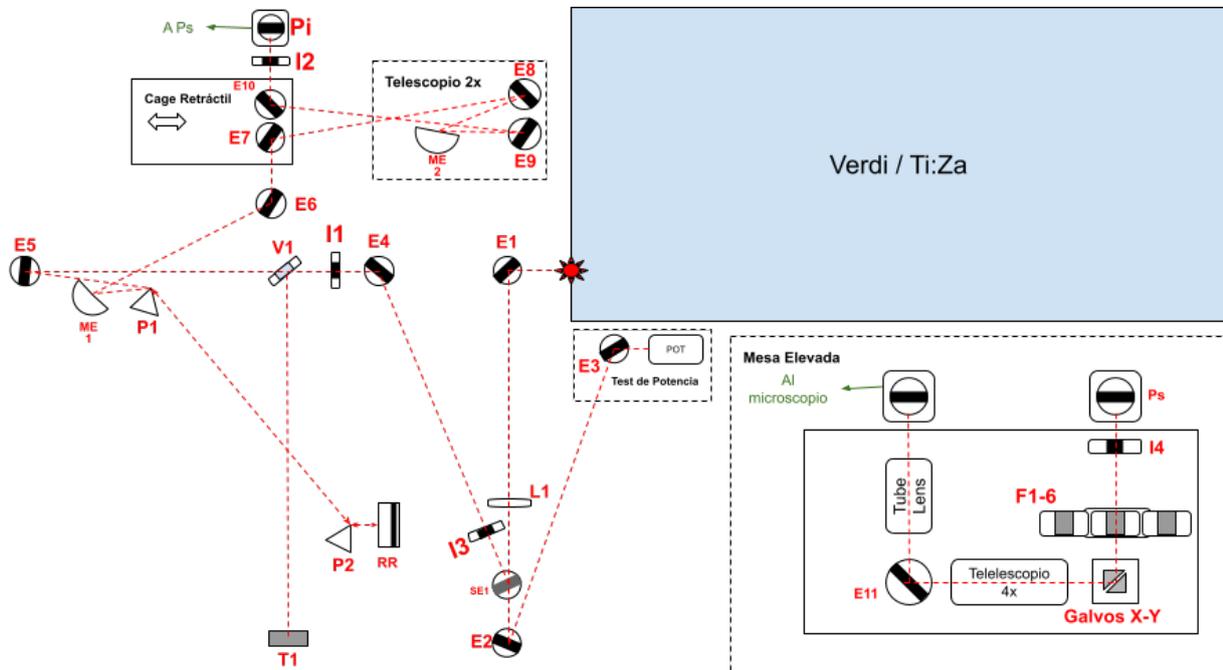


Figura 2.3: Esquema de la mesa óptica previo al montaje del experimento. E1 a E11: espejos ultrarrápidos; I1 a I4: iris de alineación; L1: lente colimadora; SE1: espejo de eficiencia 90 %; V1: ventana de observación; T1: tarjeta de alineación; P1 y P2: prismas de compensación; RR: espejo retroreflector; ME1 Y ME2: medio-espejos; Pi y Ps: espejos inferior y superior del periscopio; F1 a F6: filtros intercambiables.

En el esquema simplificado de la figura 2.4 vemos en rojo oscuro el camino del haz a la salida del láser de Ti:Za para luego dividirse en el divisor de haz (BS por su sigla en inglés) en dos brazos: el brazo de muestra (rojo claro) que va al microscopio y el brazo de referencia (azul) que se dirige al espejo móvil (ER). Finalmente, ambos haces vuelven por el mismo camino y se unen en BS para ser recuperados por el detector (CAM) luego de pasar por la red de difracción en configuración de Littrow ( $\theta_{in} = \theta_{out} = 34^\circ$ ). El detector será desarrollado más en detalle en una sección futura.

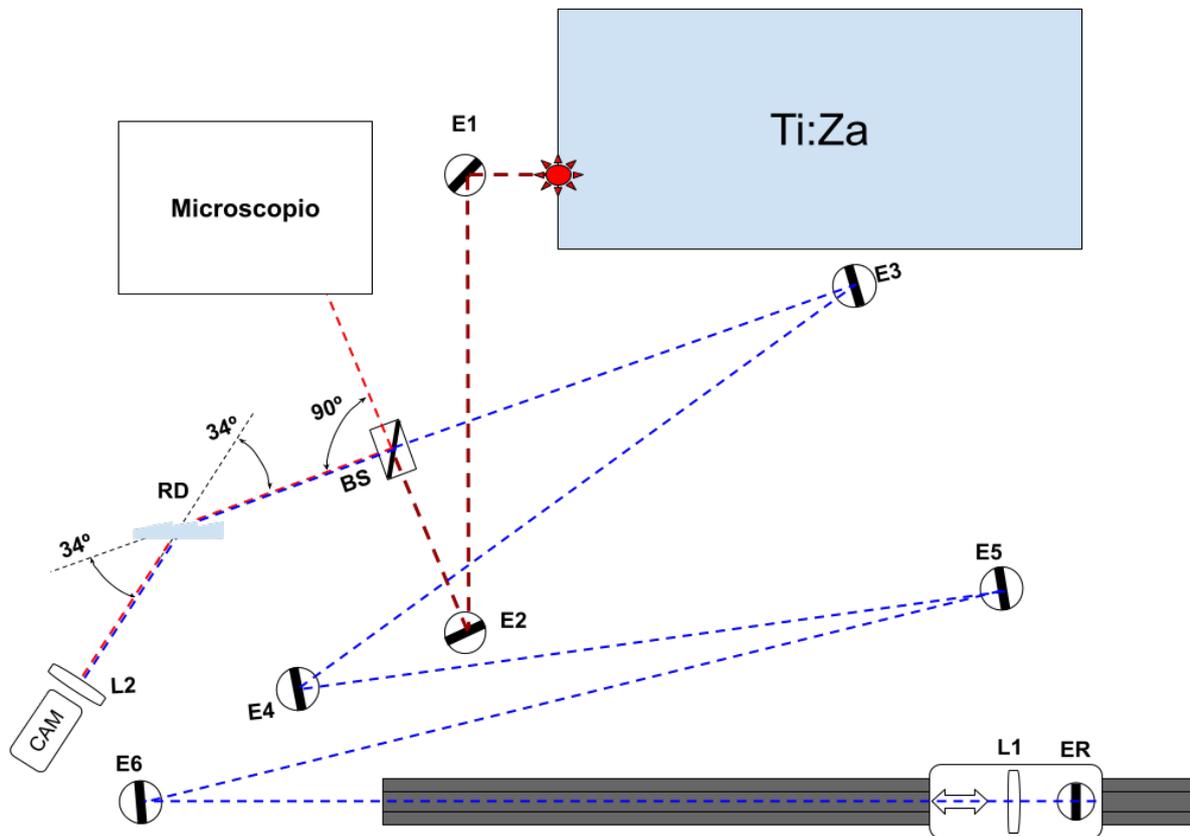


Figura 2.4: Esquema de la mesa óptica para el conjunto láser-microscopio-interferómetro. En rojo oscuro se marca el camino desde el láser de Ti:Za hasta el divisor de haz (BS); en rojo claro se marca el camino desde el BS hasta el microscopio y su reflejo hasta el detector (CAM) y en azul se marca el camino desde el BS hacia el brazo de referencia y su reflejo hasta el detector. E1 a E6: espejos ultrarrápidos; ER: espejo de referencia; L1 y L2: lentes colimadoras; RD: red de difracción.

### 2.2.1. Construcción del detector de pulsos

Dado que un detector por fotodiodo tiene un tiempo de respuesta de varios ns, no es posible medir la forma de los pulsos directamente. Sin embargo, contar con un detector capaz de registrar el arribo del pulso es importante para una primera nivelación del interferómetro.

Entonces nos propusimos construir un fotodiodo de reacción rápida a partir de uno modelo FDS010 de marca Thorlabs con este fin. Para eso se armó la carcasa que se muestra en la figura 2.5.

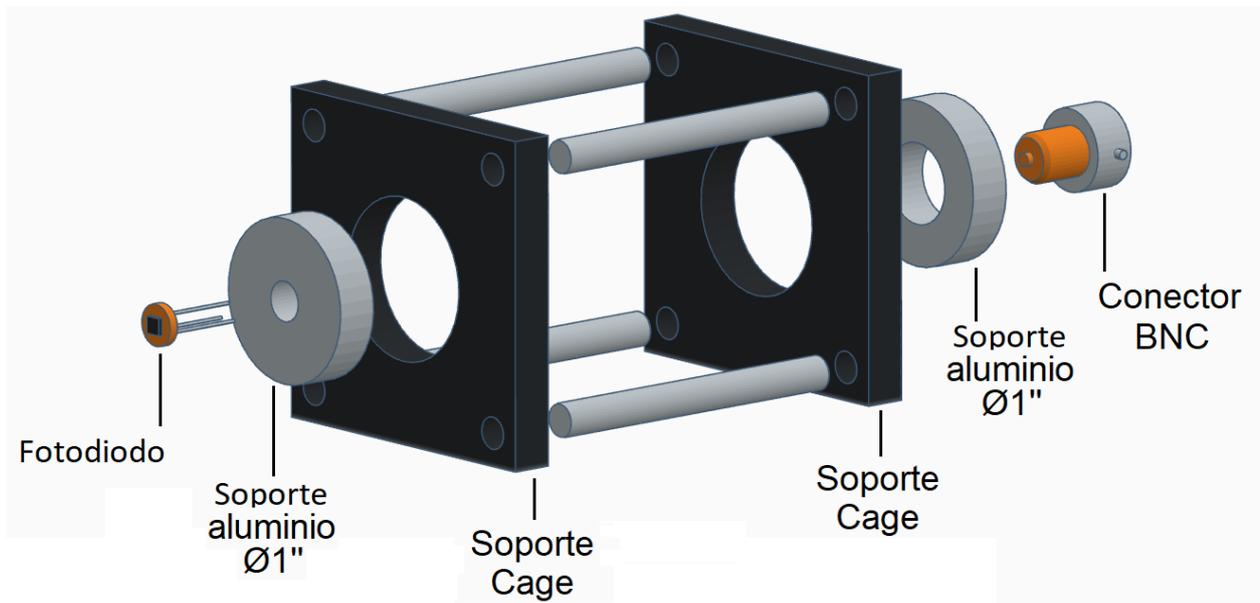


Figura 2.5: Esquema de la carcasa construida para albergar al fotodiodo y su circuito.

Según la bibliografía [32], el fotodiodo tiene dos modalidades de uso: el modo fotovoltaico y el modo fotoconductor. El primero es recomendable en situaciones en las que las condiciones de uso son baja frecuencia y poca potencia; mientras que el segundo resulta más conveniente en aquellas donde la potencia es alta y la rapidez de la medición es fundamental. Este es el caso de la fuente de Ti:Za que discutimos en la sección 2.1, donde el ancho de pulso es del orden de los 50 fs y la potencia es del orden de las decenas de mW. Eligiendo esta última configuración, se conectó el fotodiodo mediante el circuito de la figura 2.6 y se pasó a utilizarlo en la nivelación de los brazos.

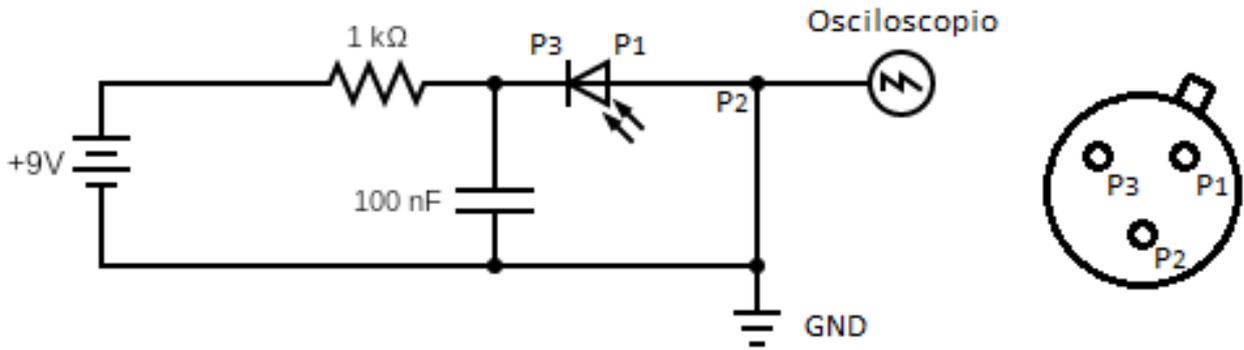


Figura 2.6: Esquema del circuito utilizado para montar el fotodiodo en modo fotoconductorivo (izq.) junto a un esquema de la conexión por pines correspondiente a la parte posterior del fotodiodo (der.).

### 2.2.2. Nivelación de brazos

El primer paso es medir la longitud del camino óptico del brazo de muestra en la configuración previa al armado del interferómetro, ilustrada en la figura 2.3. Dicha medición resultó en una longitud de alrededor de 4 m. Con este dato se colocaron y alinearon los espejos E3, E4, E5 y E6 (representado en forma simplificada en la figura 2.4) de modo de lograr esta longitud en el brazo de referencia y que el haz vuelva sobre sí mismo. Es importante que el retorno de ambos brazos (muestra y referencia) sea colineal al llegar al detector. El espejo móvil (ER) consiste en un carro sobre el que se acopla un posicionador micrométrico en el cual va montada una torreta donde se colocan el espejo de referencia y la lente colimadora como se ve en la figura 2.7. Este carro se coloca sobre un riel graduado con un rango de 60 cm, de modo de tener suficiente recorrido como para encontrar la longitud que equilibre ambos brazos del interferómetro.

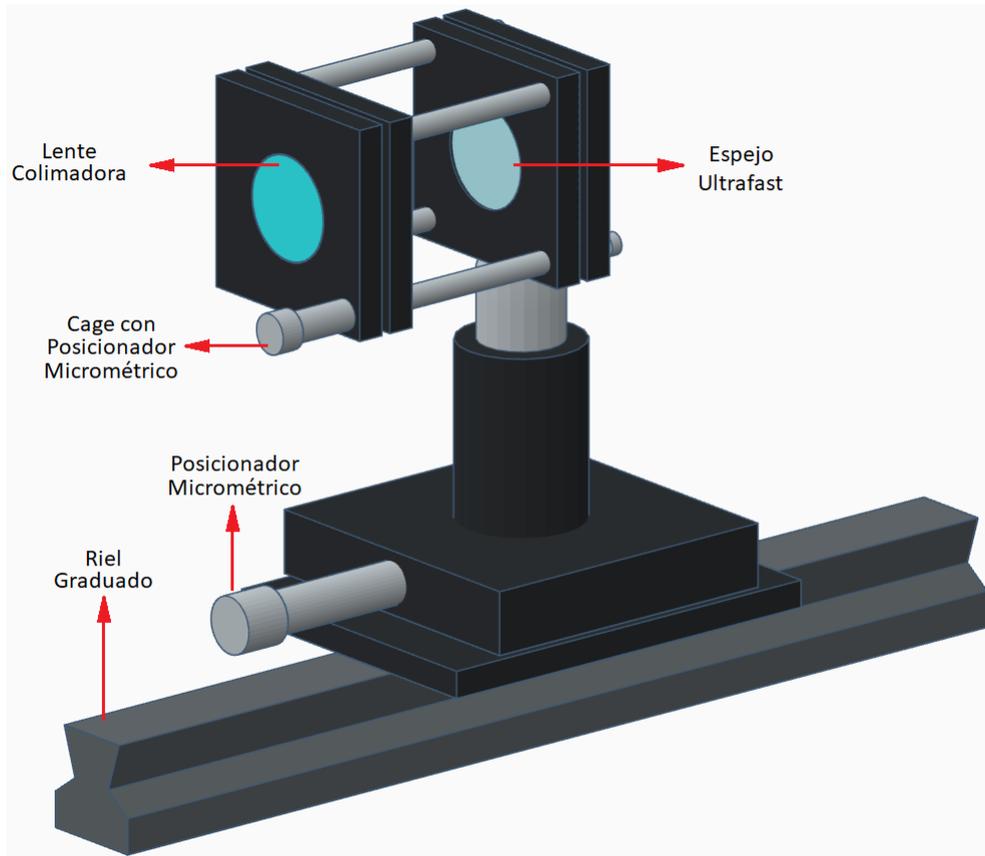


Figura 2.7: Esquema del conjunto espejo-lente-carro ubicado al final del brazo de referencia.

Se procedió luego a equilibrar los brazos aplicando el siguiente protocolo:

- Se coloca el espejo móvil sobre el riel y se marca la posición en la que se encuentra.
- A continuación del BS se coloca el fotodiodo a modo de detector (ver 2.2.1) en lugar de la cámara. El fotodiodo se conecta a un osciloscopio junto con la señal de referencia del Ti:Za. El láser debe estar pulsando para lograr el mejor resultado posible.
- Se realizan una serie de mediciones  $D_j$  con  $j = 1, 2, \dots, M$ , siendo  $M$  el número total de puntos a medir, variando en cada medición la posición del espejo móvil sobre el riel. Cada medición consiste en registrar en simultáneo la señal de los dos canales del osciloscopio.
- Por último se toma una medición del brazo de muestra, tapando el espejo móvil.

Una vez finalizado el protocolo se procede con el análisis en cada brazo. Las mediciones

tendrán la forma de la figura 2.8, donde cada pico representa un pulso del láser. Sobre cada uno de estos picos se va a ajustar una campana de Gauss para determinar su centro  $d_{ij}$  y el error de dicho ajuste  $\sigma_{ij}$  como la raíz cuadrada de la varianza; donde  $i = 1, 2 \dots N$  siendo  $N$  el número de pares de picos en la medición. Al realizar esto para cada canal, vamos a definir dos magnitudes:

$$D_{ij} = d_{ij}^R - d_{ij}^L \quad \Delta D_{ij} = \sqrt{(\sigma_{ij}^R)^2 + (\sigma_{ij}^L)^2}, \quad (2.1)$$

donde los índices  $R, L$  refieren al brazo de referencia y al láser, respectivamente. Finalmente, podemos hacer un promedio pesado y obtener la diferencia y error promedio entre pulsos en cada medición:

$$\mathbf{D}_j = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{D_{ij}}{\Delta D_{ij}^2}}{\sigma_j^2} \quad \sigma_j = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\Delta D_{ij}^2}}. \quad (2.2)$$

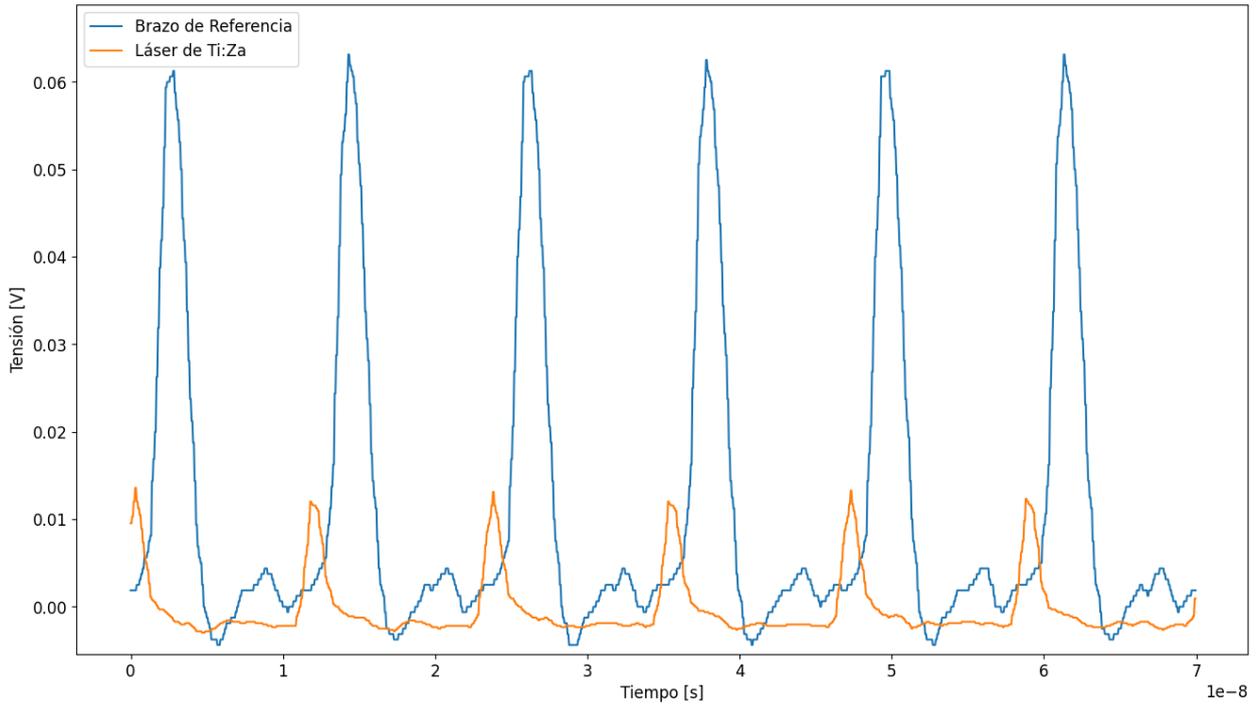


Figura 2.8: Medición realizada con osciloscopio para el pulso de referencia (naranja) proveniente del Ti:Za y el brazo de referencia medido en el detector (azul).

Cada una de estas mediciones  $\mathbf{D}_j$  serán puntos en un gráfico  $D(L)$ , donde  $L$  es la posición sobre el riel. Ubicados los puntos, podemos ver en la figura 2.9 que para el brazo de referencia la diferencia temporal aumenta con la distancia mientras que en el brazo de muestra se mantiene constante. Haciendo una regresión lineal podemos hallar la recta que ajusta los puntos del brazo de referencia, y a su vez encontrar el punto de encuentro  $P$  donde ambos brazos están equilibrados.

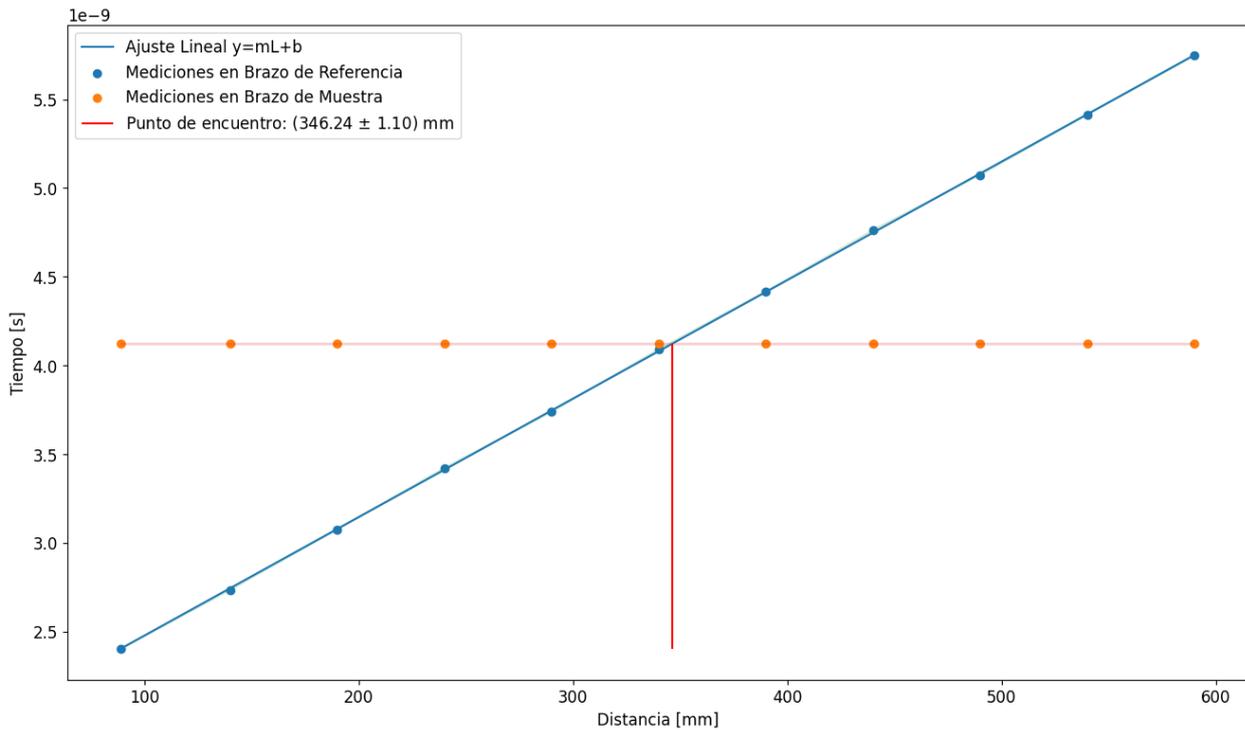


Figura 2.9: Gráfico de  $\mathbf{D}_j$  (como medida del tiempo de retardo) en función de la posición del espejo de referencia, para el esquema experimental del laboratorio. En naranja se grafica el brazo de muestra y en azul el brazo de referencia. Se realizó un ajuste lineal sobre este último y se estableció el punto de encuentro donde ambos brazos están equilibrados en  $P = 346,24 \pm 1,1$  mm.

Poniendo como ejemplo el esquema experimental que se encuentra en el laboratorio, el punto donde ambos brazos se encuentran equilibrados es para  $P = 346,24 \pm 1,1$  mm, medidos sobre el riel graduado.

Debemos tener en cuenta que, dado que la longitud de coherencia del haz es del orden de  $10 \mu\text{m}$ , habrá que ajustar la distancia también en ese orden. La forma de lograrlo es medir con el

fotodiodo el tiempo de retardo mientras se hace un barrido moviendo el tornillo micrométrico sobre el carro. Como se ve en la figura 2.10, al pasar por el punto exacto se logra un batido en la señal. Ubicando al espejo de referencia en ese punto nos aseguramos que ambos brazos del interferómetro tienen la misma longitud.



Figura 2.10: Fotografía a modo de ejemplo para distinguir el batido en la señal (amarillo) cuando los brazos no están equilibrados (izq.) y cuando se logra el patrón de interferencia (der.).

### 2.3. Diseño del espectrómetro

Para la construcción del espectrómetro se propuso el diseño que se ve en la figura 2.11, que consiste en una red de difracción por transmisión de alta eficiencia modelo LIGHTSMYTH T-1400-800-12.7x12.7-94 con un parámetro de red  $d = 1/1400$  mm, montada en un soporte de aluminio construido para albergar la red; una lente colimadora de corta distancia focal y una cámara infrarroja modelo THORLABS DCC3240N conectada a la PC para el análisis de la señal.

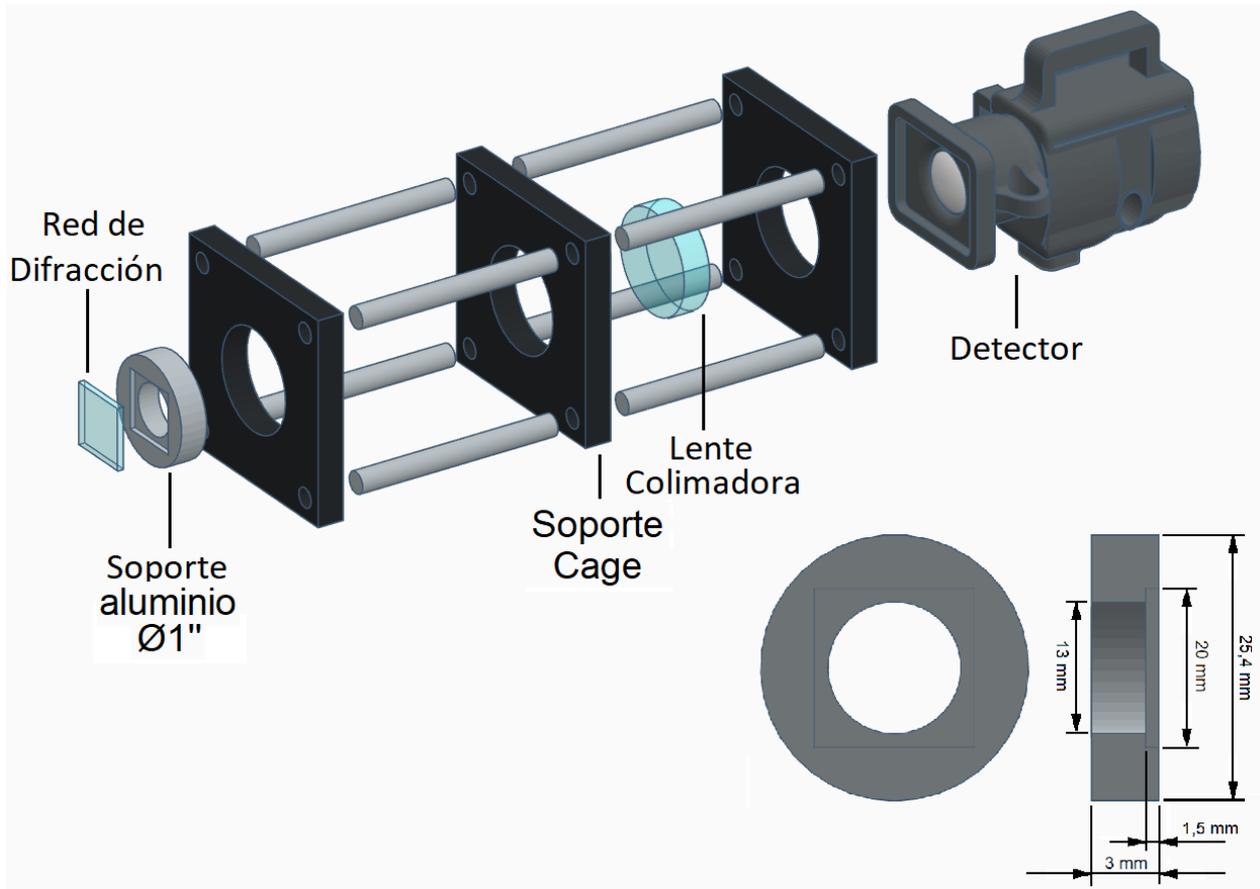


Figura 2.11: Esquema experimental para la construcción del espectrómetro. Abajo a la derecha se observa el detalle del soporte en aluminio que se construyó para albergar la red de difracción.

### 2.3.1. Descripción de la cámara

Para el armado del espectrómetro se cuenta en el laboratorio con una cámara digital modelo DCC3240N de Thorlabs. Cuenta con un sensor basado en la tecnología CMOS con una resolución de 1280 x 1024 píxeles. Cada píxel tiene una longitud de  $5,3 \mu\text{m}$ , por lo que la parte sensible del detector es de  $6,78 \times 5,42 \text{ mm}$ . Éste modelo en particular está diseñado para ser sensible al infrarrojo, pudiéndose ver en la figura 2.12 la curva de sensibilidad en función de la longitud de onda. El láser que se va a utilizar en este trabajo es de  $800 \text{ nm}$ , por lo que está dentro del rango óptimo de uso.

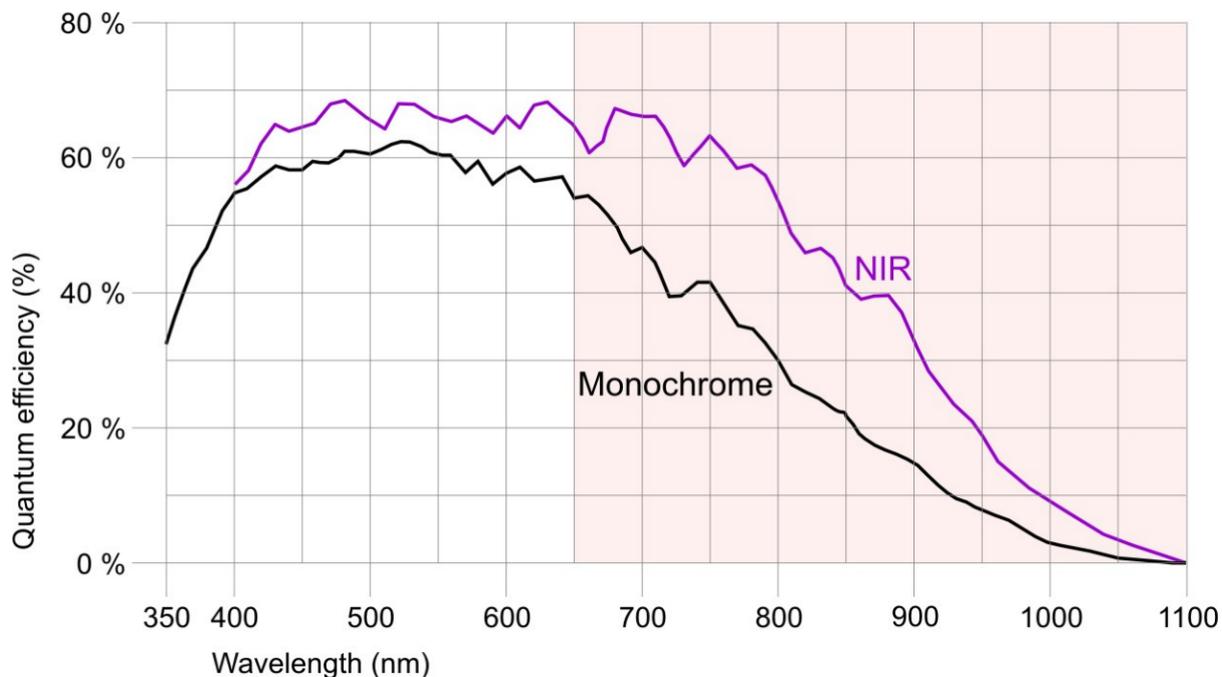


Figura 2.12: Curva de sensibilidad para la cámara DCC3240N (violeta) en función de la longitud de onda. Fuente: *DCx Camera Functional Description and SDK Manual*.

Esta cámara se conecta a la PC por interfaz USB 3.0 que permite una transferencia de datos de hasta 400 MByte/s. Tiene una profundidad de bits (*bit depth* en inglés) máxima de 10 bits, por lo que cada píxel puede discriminar un máximo de  $2^{10}$  la señal que recibe, mientras que la adquisición por píxel puede hacerse a una frecuencia máxima de 85 MHz.

Por desgracia el manual del equipo no menciona un valor máximo de potencia incidente, por lo que es preciso realizar una prueba de saturación previa con el láser de Ti:Za para determinar un rango seguro en el cual trabajar. De ser necesario es posible instalar un filtro en el brazo de referencia del interferómetro.

### 2.3.2. Elección de la lente colimadora

Como vimos en la ecuación 1.17, una red de difracción por transmisión (ver figura 2.13) va a difractar la luz de modo que interferirán constructivamente sólo los índices que sean múltiplos del cociente entre la longitud de onda y el parámetro de red  $d$ .

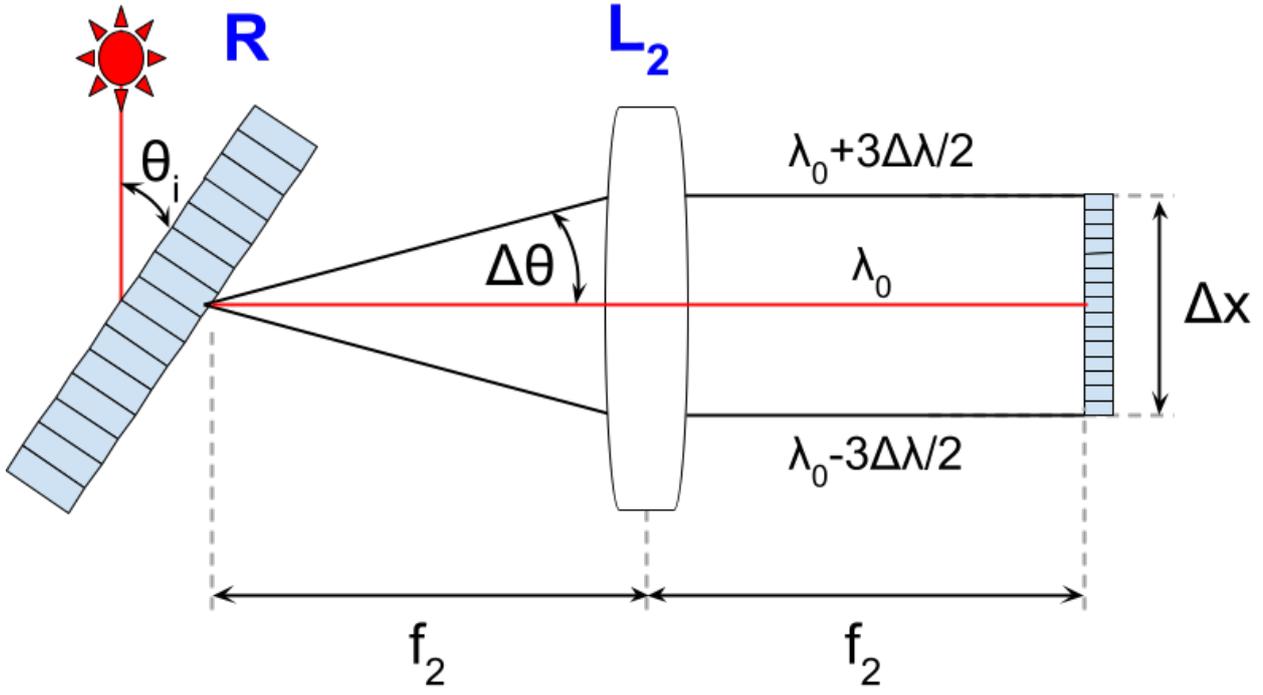


Figura 2.13: Esquema de la configuración red de difracción- $L_2$ -detector. Se marca el ángulo de incidencia  $\theta_i$  en la configuración de Littrow para la longitud de onda central  $\lambda_0$ , así como el rango de  $\lambda_0 \pm \frac{3}{2}\Delta\lambda$  propuesto para el experimento.

En nuestro caso el ángulo de incidencia será el ángulo de Littrow para la longitud de onda central  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ,  $\theta_i = 34^\circ$ , dado que es el recomendado por el fabricante para garantizar la mayor eficiencia de difracción. Supongamos adicionalmente una red con parámetro característico  $d = \frac{1}{1400} \text{ mm}$  y quedémonos con el primer orden difractado  $m = -1$ .

Para el cálculo del lente  $L_2$  necesitamos conocer la dispersión de la red en función de la longitud de onda. Diferenciando la ecuación 1.17 y dejando el ángulo fijo para la longitud de onda central tenemos que:

$$\Delta\theta = -\frac{\Delta\lambda}{d \cos(\theta_0)}, \quad (2.3)$$

y reemplazando 1.17 nos queda:

$$\Delta\theta = -\frac{\Delta\lambda}{d \sqrt{1 - (\sin \theta_i - \frac{\lambda_0}{d})^2}}. \quad (2.4)$$

En este trabajo tomaremos como ancho de banda operativo un valor de  $3\Delta\lambda = 90$  nm, donde  $\Delta\lambda$  se corresponde con el FWHM medido para el láser de Ti:Za del laboratorio en la figura 2.2. Finalmente, reemplazando los valores de  $d$  y  $\lambda_0$  tenemos que la dispersión angular es  $\Delta\theta = 0,07$ .

El detector que discutimos en la sección 2.3.1 tiene una superficie de 1280 x 1024 px con un tamaño de píxel  $5,3\mu\text{m}$ . Vamos a definir el lado más largo como eje  $x$  y el ancho del detector como  $\Delta x = 5,3\mu\text{m} * 1280 \text{ px} = 6,78$  mm.

Dado que el propósito de un espectrómetro es separar las longitudes de onda individuales de modo que cada píxel del detector reciba, idealmente, una única  $\lambda$ , usando la aproximación paraxial tenemos que a una distancia  $f_2$  de la red de difracción se satisface la siguiente expresión:

$$\Delta x \approx 2f_2\Delta\theta. \quad (2.5)$$

Al reemplazar por los valores de nuestro detector, obtenemos una  $f_2 \approx 45$  mm, que es lo que utilizaremos como punto de partida.



# Capítulo 3

## Diseño de una fuente de rango espectral ampliado. Caracterización de los moduladores y problemas

### 3.1. Diseño de fuente espectral ampliada

Para el cumplimiento del objetivo de esta tesis resulta clave la fuente de luz propuesta. Al utilizar el láser de pulsos ultracortos caracterizado en la sección 2.1, se inyectará un haz de potencia controlada en una fibra de cristal fotónico, generando un solitón con portadora sintonizable mediante el mecanismo descrito en la sección 1.3.1.

A tal fin se diseñó el esquema experimental de la figura 3.1. En éste, el haz proveniente del láser de Ti:Za atraviesa un modulador acusto-óptico (MAO) que controla la potencia vía un generador de funciones arbitrarias. La primer componente difractada por el modulador pasa a ser enfocada sobre la fibra, para salir de ella como un solitón. Parte de éste es derivado por un divisor de haz (BS) para monitoreo, mientras que el resto continúa y atraviesa un filtro pasa altos. Este filtro permite bloquear el remanente del Ti:Za y cualquier luz generada debido a la no linealidad de la fibra.

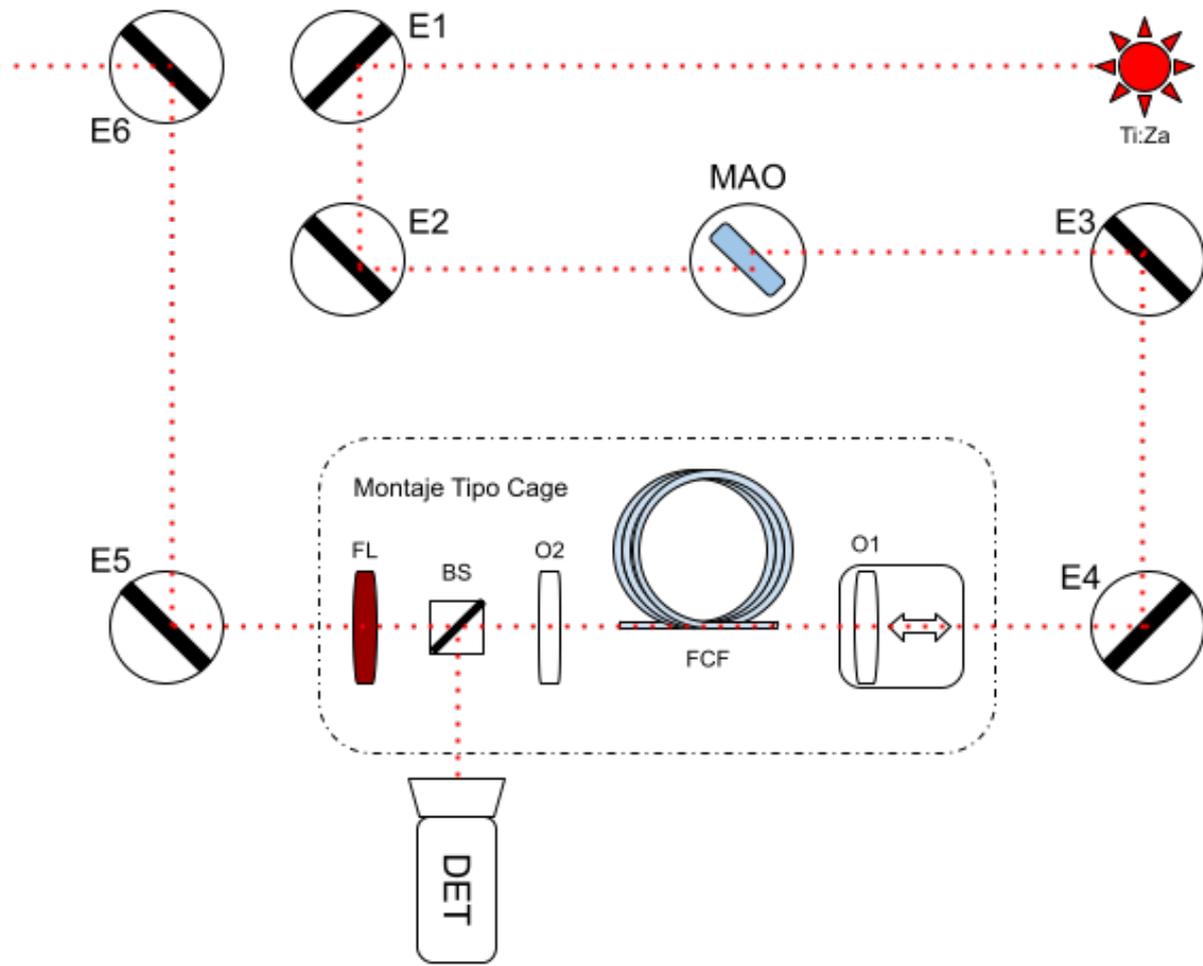


Figura 3.1: Esquema experimental para el diseño de la fuente espectral ampliada. E1-E6: espejos de plata ultrarrápidos UM10-AG-10. O1: lente de  $NA = 0,5$  con distancia focal  $f = 2$  mm. O2: lente acromática AC080-010-B-ML con distancia focal  $f = 10$  mm. FCF: fibra de cristal fotónico THORLABS NL-PM-750. FL: filtro pasa largos FELH0850 con longitud de onda de corte de 850 nm.

Para este experimento se escogieron espejos de plata ultrarrápidos UM10-AG-10 (E1-E6) que proveen una alta reflectividad con un mínimo de dispersión de fase; una lente de  $NA = 0,5$  con distancia focal  $f = 2$  mm (O1), una lente acromática AC080-010-B-ML con distancia focal  $f = 10$  mm (O2), una fibra de cristal fotónico (FCF) modelo THORLABS NL-PM-750 y un filtro pasa largos FELH0850 (FL) con longitud de onda de corte de 850 nm. Este último es fundamental, ya que el espectro del solitón puede ser sintonizado hasta al menos los 1200 nm.

Junto con el diseño de la fuente se realizó una capacitación en el manejo de fibra óptica, así como de la alineación y el cortado de precisión de las puntas.

Respecto al modulador acusto-óptico, veremos en detalle la caracterización y los inconvenientes que surgieron de ésta en la próxima sección.

## 3.2. Caracterización de los moduladores y problemas

Debido a que una parte central de la fuente de espectro ampliado es el modulador acusto-óptico (o MAO como lo llamaremos de aquí en más), era imprescindible hacer una caracterización del ejemplar con que contábamos en el laboratorio, así como de la fuente de radiofrecuencia (RF).

Se comenzó entonces caracterizando la respuesta de la fuente de RF a la tensión. Esto es importante porque durante la generación de solitones en la fibra, la longitud de onda central estará dada por la modulación acusto-óptica, cuya frecuencia es controlada por un generador de funciones. Como fuente del modulador se utilizó un controlador de RF CRYSTAL TECH 1350AF-AIFO-1.0 con frecuencia de 350 MHz y potencia de salida de 1 W. El generador de funciones es un modelo SIGLENT SDG5122, que se utiliza como *trigger* externo al controlador. Para la medición, que se ve en la figura 3.2, se utilizó un osciloscopio modelo RIGOL DS4054 con velocidad de muestreo de 500 MHz, necesaria para registrar la salida del controlador de 350 MHz. En esta medición podemos ver que la respuesta del controlador a la tensión suministrada por el generador de funciones es lineal, lo que era esperable según lo especificado por el fabricante. Esto se verificó posteriormente para diferentes frecuencias obteniendo los mismos resultados.

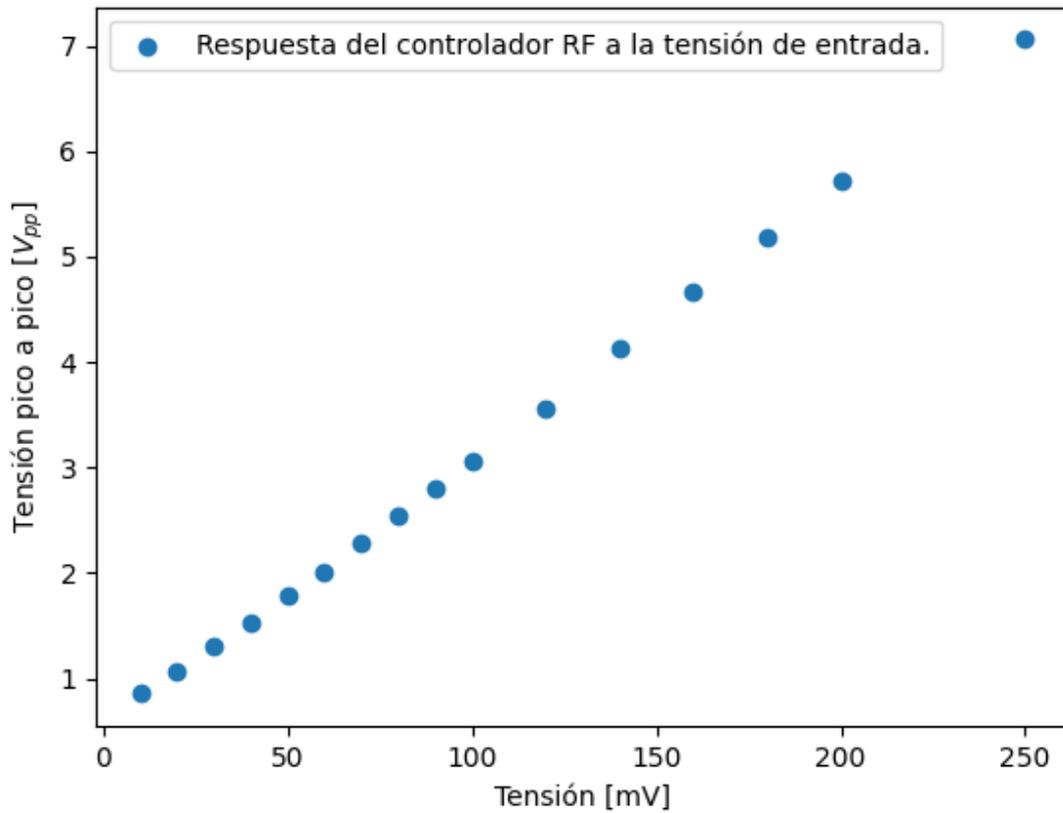


Figura 3.2: Respuesta del controlador RF a la tensión suministrada por el generador de funciones. La medición se realizó a una frecuencia de 5 Hz con onda cuadrada en un D-Cycle de 80 %.

Se continuó caracterizando un MAO modelo FSCD-380-92-BR-800 de marca BRIMROSE, con las especificaciones que se ven en la tabla 3.1. Para eso se utilizó un diodo láser de longitud de onda 650 nm con potencia máxima de 82,6 mW. Es importante destacar que tanto la longitud de onda como la frecuencia de excitación y la potencia de alimentación utilizadas no son las especificadas como óptimas por el fabricante. Esto será relevante luego.

	<b>FSCD-380-92-BR-800</b>
$\lambda$ (nm)	800
f (MHz)	380
FWHM (MHz)	92
DE (a 10 W)	30 %
v (m/s)	5960
Polarización	Lineal (Vertical)
Ángulo de Bragg	25 mrad

Tabla 3.1: Especificaciones del MAO FSCD-380-92-BR-800.  $\lambda$  refiere a la longitud de onda de diseño;  $f$  es la frecuencia central de excitación del piezoeléctrico;  $FWHM$  es el ancho de banda;  $DE$  es la eficiencia de difracción máxima a la potencia de alimentación de 10 W y  $v$  es la velocidad del sonido en el cristal.

Luego del montaje se procedió con la prueba y se vio que el modulador en efecto producía la difracción al encender la fuente de radiofrecuencia. A partir de la ecuación 1.19 se calculó un ángulo de Bragg  $\theta_B = 0,019$  rad y, a partir de la ecuación 1.20, pudo comprobarse que a una distancia  $D = 20$  cm la separación entre componentes  $s = 7,63$  mm era la que se correspondía con lo medido en el laboratorio.

Se procedió entonces a realizar las mediciones de eficiencia. Teniendo en cuenta que el diodo láser no está polarizado, se incluyó un polarizador vertical en el montaje experimental y se procedió con la medición, tomando una potencia incidente de 23 mW. Utilizando el generador de funciones a una frecuencia de 1 kHz se midió una potencia de salida de tan solo 10,2  $\mu$ W. Este resultado fue preocupante ya que resultaba en una eficiencia de tan solo 0,04 %.

La eficiencia esperable surge del análisis de las pérdidas en el cristal, así como de la eficiencia planteada en la ecuación 1.21. En dicha ecuación carecemos de la intensidad acústica, pero si utilizamos la relación entre intensidad y potencia:

$$I_a = \frac{P_a}{h L}, \quad (3.1)$$

donde  $P_a$  es la potencia acústica;  $h$  y  $L$  es el alto y largo del cristal respectivamente. Reemplazando esto en la expresión de la eficiencia tenemos que:

$$\eta = \sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda \cos \theta_B} \sqrt{\frac{L M P_a}{2h}} \right). \quad (3.2)$$

Tomando que  $h = L$  en nuestro cristal, podemos hacer uso de los parámetros provistos por el fabricante para  $P_a = 10 \text{ W}$  y así calcular el factor de mérito  $M$  del material. Conociendo  $M$  podemos calcular la eficiencia teórica para nuestro experimento y compararla con los valores medidos. Entonces tenemos que:

$$0,3 = \sin^2 \left( \frac{\pi}{8 \times 10^{-7} \text{ m} \cos(25 \text{ mrad}) \sqrt{\frac{M 10 \text{ W}}{2}}} \right) \quad (3.3)$$

$$M = 4,35 \times 10^{-9} \frac{1}{\text{W}}.$$

Utilizando este valor de  $M$  podemos reemplazarlo en la ecuación 1.21 junto con los parámetros de nuestro experimento. A partir de esto se calculó una eficiencia  $\eta = 5 \%$ , muy lejos de lo medido.

La primera hipótesis fue que la diferencia entre la frecuencia de fábrica y la utilizada pudiera tener un efecto en la potencia acústica  $P_a$ . Esto se desprende de que la respuesta del piezoeléctrico a la frecuencia es de tipo Gaussiana. Tomando que la potencia acústica es una función Gaussiana con máximo en 1 W, frecuencia central en 380 MHz y FWHM de 92 MHz, tenemos que al evaluarla en 350 MHz resulta  $P_a(350 \text{ MHz}) = 0,74 \text{ W}$ . Recalculando la eficiencia con esta nueva potencia nos da  $\eta = 3,74 \%$ . Aún considerando la pérdida del 2% por la transmisión del cristal, no se puede justificar la baja eficiencia que presenta el MAO por este efecto.

Una posible causa es que no haya una correspondencia directa entre la potencia acústica y la potencia eléctrica suministrada al modulador. Es posible que existan fenómenos en la electrónica que no estén siendo tenidos en cuenta y precisen un estudio más exhaustivo si se quiere trabajar en potencias que no son las sugeridas por el fabricante.

Ante este panorama se decidió por recurrir a otro modulador, modelo INTRACTION CORP A0M-402N utilizando la fuente de fábrica modelo ME-40R, con frecuencia central de

40 MHz y FWHM de 2,7 MHz. Esta última se moduló con el generador de funciones que citamos previamente. Se midió la eficiencia y se obtuvo un valor de  $\eta = 67\%$ , por debajo de la eficiencia sugerida por el fabricante de  $90\%$ . Sin embargo, el fabricante sugiere el uso de una fuente de 3 W de potencia, mientras que la fuente con la que contábamos estaba entregando un máximo de 2 W. Haciendo el cálculo para la eficiencia teniendo en cuenta esta disminución en la potencia se obtiene una  $\eta = 72,6\%$ . Nuevamente la discrepancia parece surgir del uso de una potencia eléctrica que no es la de diseño, y suponer que la potencia acústica es equivalente.

A modo de prueba se intentó utilizar el generador de funciones como controlador de RF, prescindiendo de la fuente. Debido a que la máxima potencia que podía entregar el generador a 40 MHz es de 0,25 W, se calculó la eficiencia teórica y arrojó un valor de  $\eta = 12,4\%$ . Sin embargo, al medir la eficiencia real se obtuvo  $\eta = 2,1\%$ , lo que refuerza la idea de que la equivalencia entre potencia eléctrica y acústica no es acertada.

Pese a estas pérdidas desconocidas en la eficiencia, era necesario comprobar cómo era la respuesta de la potencia en la primera componente difractada. Trabajos previos [25] han reportado generación de solitones para potencias incidentes en el rango de (1-10) mW, por lo que una eficiencia del  $67\%$  sobre una potencia incidente de entre (300-600) mW para el láser de Ti:Za aún nos permitía llegar al rango operativo.

Para eso se volvió a utilizar la fuente ME-40R y se procedió a medir la eficiencia en función de la tensión para dos frecuencias de modulación diferentes: 1 kHz y 100 kHz. Para eso se midió la potencia base con el modulador apagado y en función de eso se calculó la eficiencia al medir con el MAO encendido. En las figuras 3.3 y 3.4 podemos ver la eficiencia (en naranja) junto con la tensión moduladora (en azul). Vemos que en el caso de 1 kHz, la eficiencia responde en forma lineal con el cambio de la tensión moduladora. En el caso de 100 kHz, vemos un retraso en la respuesta de la eficiencia, si bien se mantiene el comportamiento lineal.

Para explorar esta fase adicional, se utilizó una señal cuadrada a 100 kHz como se ve en la figura 3.5 para apreciar en más detalle de dónde surge este retraso. Podemos distinguir entonces dos intervalos, señalados como  $T_1$  y  $T_2$ . El retraso inicial  $T_1$  puede atribuirse al tiempo de viaje de la onda acústica dentro del cristal del modulador, y por ende es el tiempo

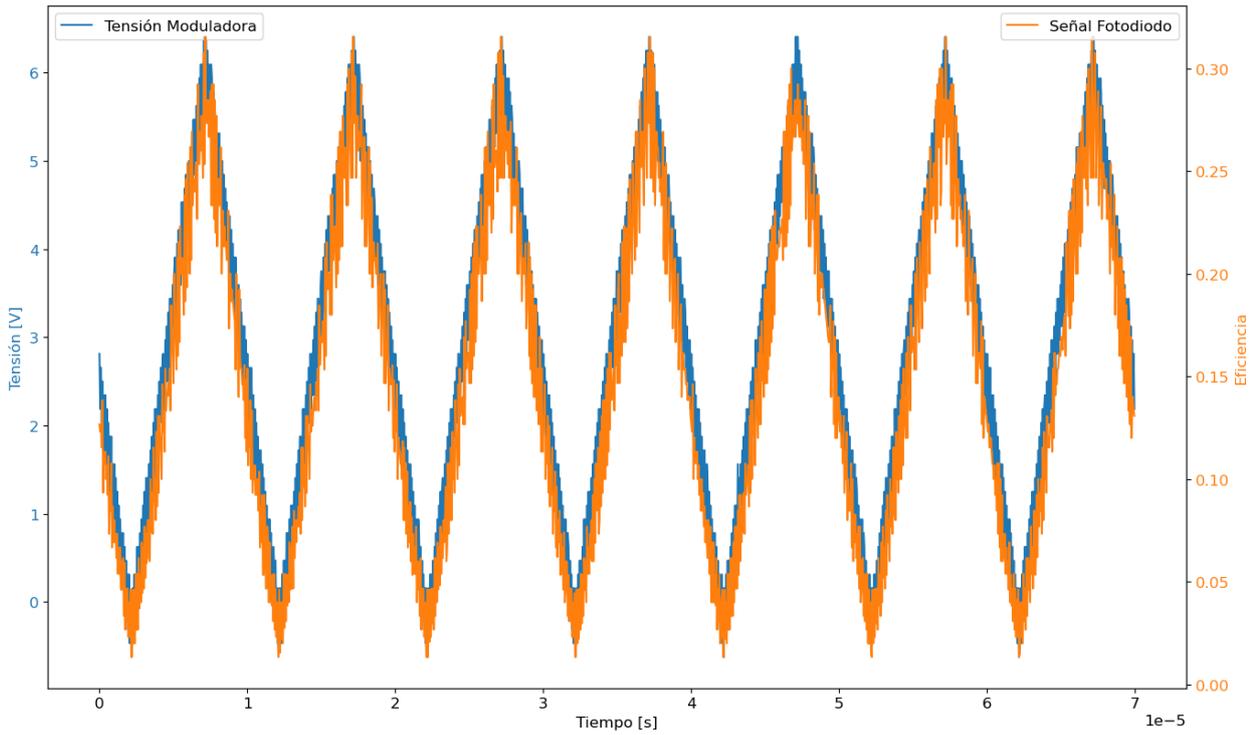


Figura 3.3: Gráfico de la eficiencia (naranja) y de la tensión moduladora (azul) en función del tiempo para una frecuencia de modulación de 1 kHz. Podemos ver que la respuesta de la potencia desviada por el MAO es lineal con la tensión suministrada.

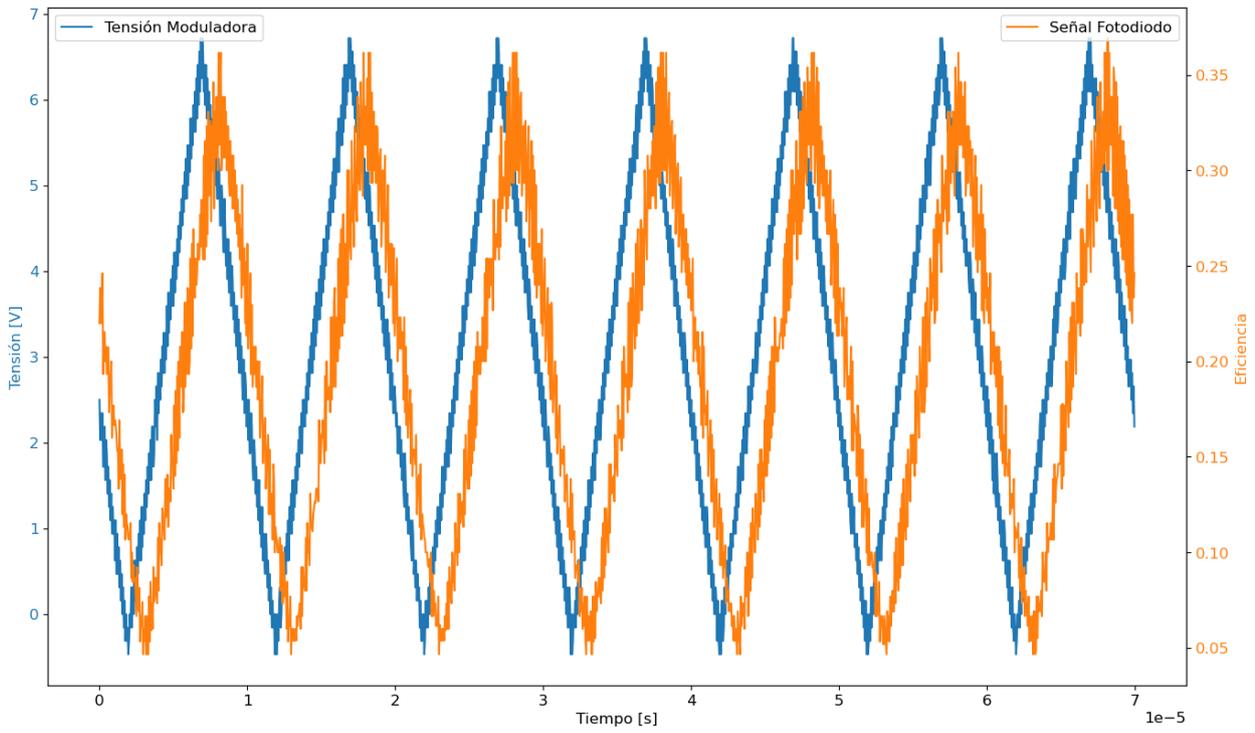


Figura 3.4: Gráfico de la eficiencia (naranja) y de la tensión moduladora (azul) en función del tiempo para una frecuencia de modulación de 100 kHz. Podemos ver que la respuesta de la potencia desviada por el MAO sigue siendo lineal con la tensión suministrada, sin embargo aparece un retraso de fase.

que tarda propiamente en diverger el haz. Siendo que el haz está centrado en el cristal, y que las dimensiones de este son de 5x5 mm, la posición del haz será a 2,5 mm de la fuente de onda acústica. Si tenemos en cuenta que la velocidad del sonido en el cristal del modulador es de  $3630 \frac{m}{s}$ , tenemos que el tiempo de viaje es de alrededor de  $0,6 \mu s$ , lo que es consistente con lo medido en 3.5. Por otro lado,  $T_2$  es el propio tiempo de respuesta de la electrónica al ser excitada por el pulso cuadrado.

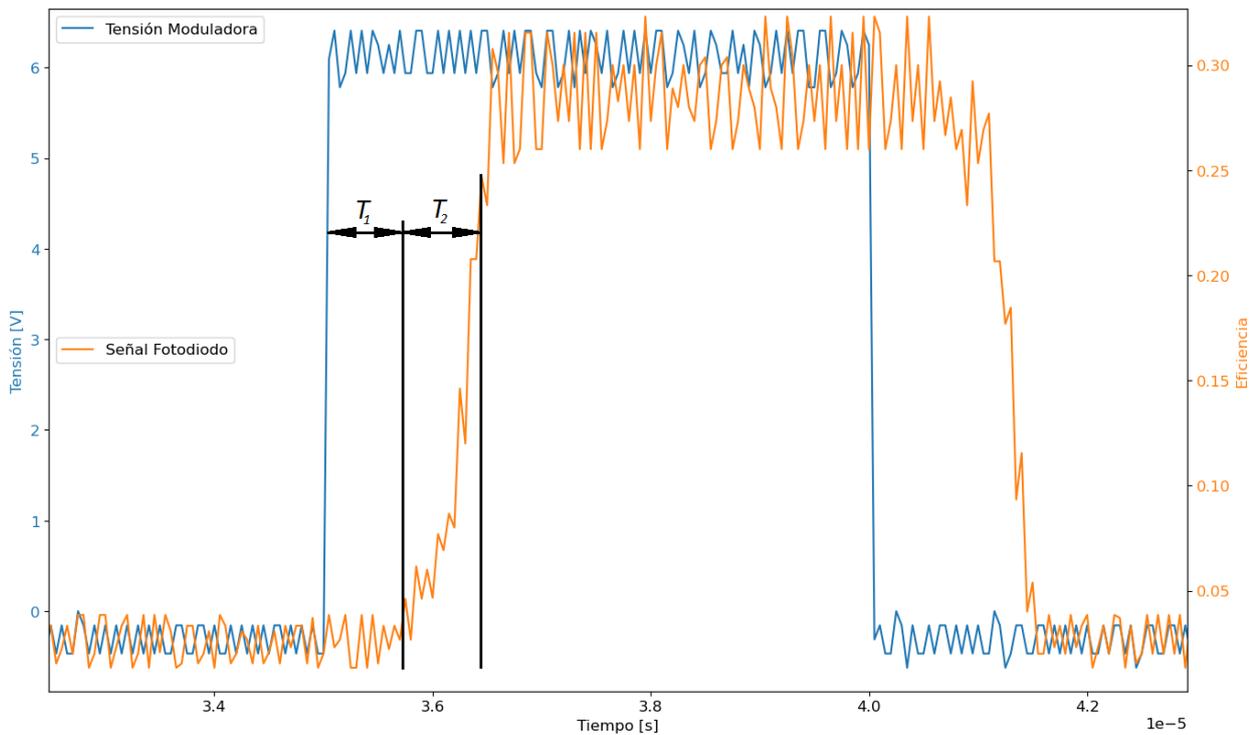


Figura 3.5: Gráfico de la eficiencia (naranja) y de la tensión moduladora (azul) en función del tiempo para una frecuencia de modulación de 100 kHz por medio de una señal cuadrada. Podemos ver que el retraso puede descomponerse claramente en dos intervalos  $T_1$  y  $T_2$ , correspondientes al tiempo de viaje de la onda acústica por el cristal ( $T_1$ ) y al tiempo de respuesta de la electrónica al ser excitada por el pulso ( $T_2$ ).

Si tenemos en cuenta estos efectos de retraso, podemos considerarlos como constantes a lo largo del experimento y compensarlos en el análisis post-medición. Eso es lo que se hizo en la figura 3.6, donde se tomó la medición que vimos en 3.4 y se le restó el tiempo de retardo calculado. Podemos ver que finalmente la respuesta del modulador es lineal y está sincronizada con el generador de funciones.

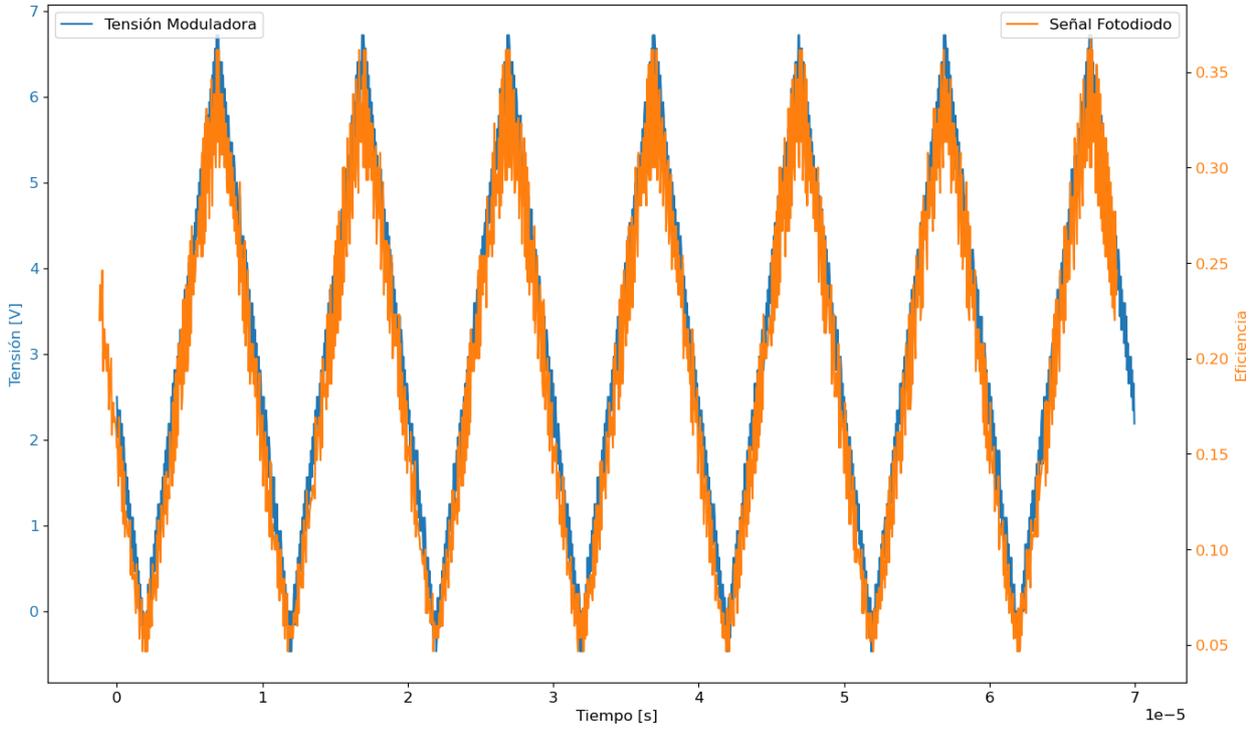


Figura 3.6: Gráfico de la eficiencia (naranja) y de la tensión moduladora (azul) en función del tiempo para una frecuencia de modulación de 100 kHz. Podemos ver que luego de la corrección al tiempo de retraso la respuesta de la potencia desviada por el MAO sigue siendo lineal.

Luego de esta caracterización, era necesario corroborar que la fibra óptica no recortara el espectro del haz proveniente del MAO. Esto se debe a un efecto conocido como dispersión cromática, donde por la difracción del MAO las longitudes de onda más lejanas a la frecuencia central son las más afectadas. Esto surge naturalmente de la ecuación 1.17 para una red de difracción, donde podemos reemplazar el ángulo incidente por el ángulo de Bragg (según ec. 1.19) y la separación entre frentes de onda  $d = \frac{v}{f}$  a partir de la velocidad del sonido y la frecuencia acústica. Entonces para el primer orden difractado nos quedaría:

$$\lambda = \frac{v}{f} \left( \frac{\lambda_0 f}{2v} - \sin \theta_d \right), \quad (3.4)$$

donde utilizamos la aproximación paraxial para reemplazar  $\sin \theta_B \approx \theta_B = \frac{\lambda_0 f}{2v}$ ,  $\lambda_0$  es la longitud de onda central y  $\theta_d$  es el ángulo difractado para cada  $\lambda$ . Como solo nos interesa el

rango operativo del láser de Ti:Za (sección 2.1), nos enfocaremos en aquellas longitudes de onda dentro del rango dado por  $\Delta\lambda = \text{FWHM} = 30 \text{ nm}$ . Luego, podemos definir los ángulos límites como:

$$\theta_{\pm} = \arcsin \frac{f}{2v}(\lambda_0 \pm \Delta\lambda). \quad (3.5)$$

Reemplazando los datos del Ti:Za y del MAO tenemos que  $\theta_+ = 10,86 \text{ mrad}$  y  $\theta_- = 10,08 \text{ mrad}$  correspondientes a  $815 \text{ nm}$  y  $785 \text{ nm}$  respectivamente. A partir de esto tenemos que si utilizamos un lente como O1 (figura 3.1) con distancia focal de  $2 \text{ mm}$ , los ángulos límites se difractarían alrededor de  $0,8 \mu\text{m}$  del centro de la fibra. Dado que según el fabricante el diámetro de la FCF escogida es de  $1,8 \mu\text{m}$ , el recorte al espectro sería muy por encima de lo deseable para la aplicación que se pretende.

Ante este problema, y aún sin haber solucionado la incógnita respecto de la eficiencia, se planteó una alternativa a la fuente de espectro ampliado, manteniendo la configuración experimental del interferómetro. Esto es lo que discutiremos a continuación.

# Capítulo 4

## Diseño alternativo superador: microscopio confocal óptico coherente

### 4.1. Propuesta OCT Confocal

Debido a las complicaciones en el armado de la fuente de espectro ampliado y frente a la propuesta superadora de construir un microscopio multimodal que combine OCT con fluorescencia de dos fotones se planteó la posibilidad de pasar a un esquema que denominaremos Tomografía Óptica Confocal Coherente, u OCT confocal. Este sistema se incorporará al microscopio multifotónico ya presente en el laboratorio y hará uso del interferómetro que se construyó en la sección 2.2 prescindiendo de las limitaciones de la microscopía OCT convencional, en donde se debe comprometer la profundidad de foco en pos de ganar resolución lateral.

Veamos en la figura 4.1 el esquema experimental que se propone. En éste, el láser de Ti:Za es usado directamente como fuente de OCT, mientras que en el brazo de muestra se ubicará un objetivo de alta apertura numérica para lograr la resolución lateral propia de la microscopía confocal. Adicionalmente, se incluirá una lente de foco variable (o lente varióptica) que permitirá hacer barridos de alta velocidad en los lugares donde sea preciso.

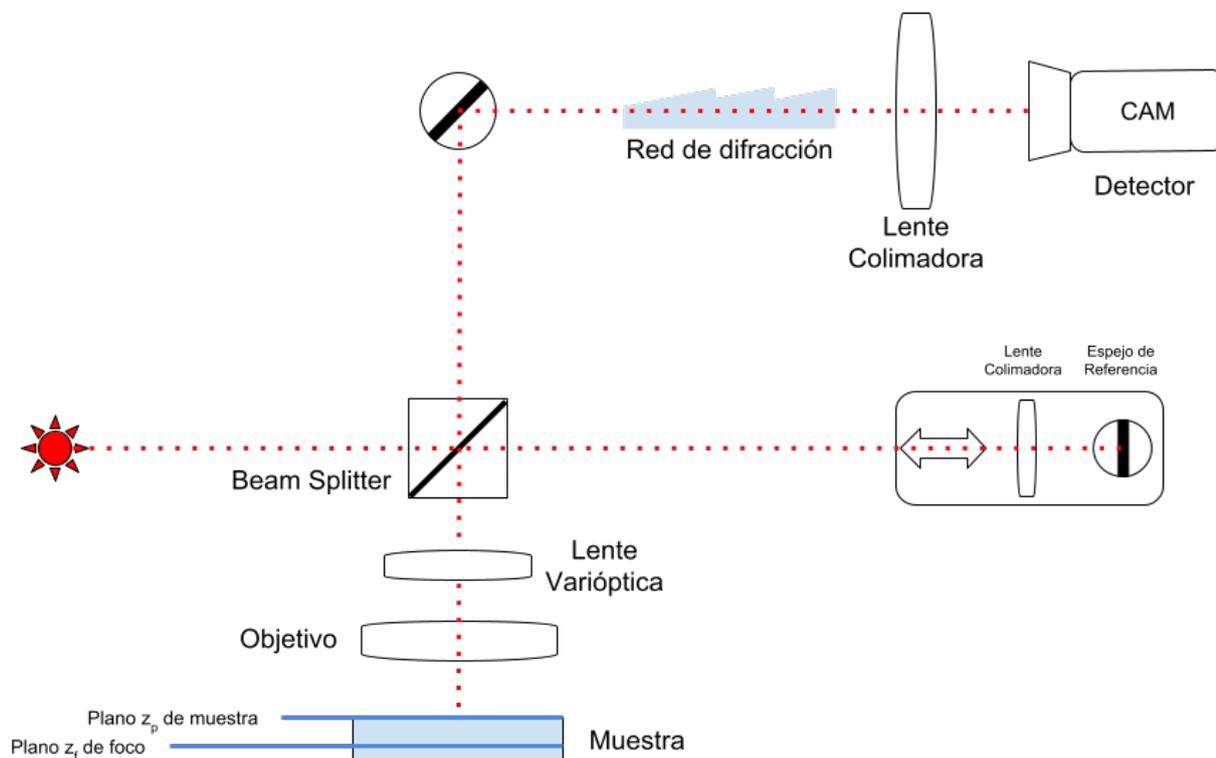


Figura 4.1: Esquema de un microscopio OCT confocal. Un haz proveniente de una fuente de baja coherencia ingresa en un interferómetro de Michelson que consiste en un brazo de referencia y un brazo de muestra. Este último cuenta con una lente varióptica que realiza un barrido sobre el plano de muestra ( $z_p$ ) moviendo el plano de foco ( $z_f$ ). Los haces reflejados por ambos brazos se hacen interferir y el resultado es descompuesto espectralmente por la red de difracción, enfocado por la lente colimadora y registrado por el detector.

Si a esta configuración se le incluye un divisor de haz colocado antes del interferómetro, sería posible entonces utilizar OCT confocal para estudiar muestras a escala celular (incluso como instrumento de localización de puntos de interés) mientras que la microscopía multifotónica permitiría realizar mediciones intracelulares de muestras fluorescentes sin necesidad de alterar el esquema experimental.

Con este esquema, y como dijimos previamente en la sección 1.3, debería obtenerse una resolución axial  $\Delta z = 9,41 \mu\text{m}$  para el láser de Ti:Za. Sin embargo, por usar un objetivo de alta apertura numérica, la región donde la señal es detectable alrededor de la cintura del haz (definida como el parámetro confocal  $b$  en la ecuación 1.3) va a disminuir, resultando en una pérdida en la intensidad de los planos que se encuentren fuera de foco, mejorando la

resolución axial que se obtenía por OCT tradicional. Esto, combinado con un barrido por la lente varióptica, nos permitiría hacer un escaneo de la muestra como se ve en la figura 4.2, aprovechando lo mejor de las dos técnicas de microscopía. Será a partir de la amplitud de los picos en la transformada de Fourier de la señal que se podrán identificar los planos de reflexión dentro de la muestra.

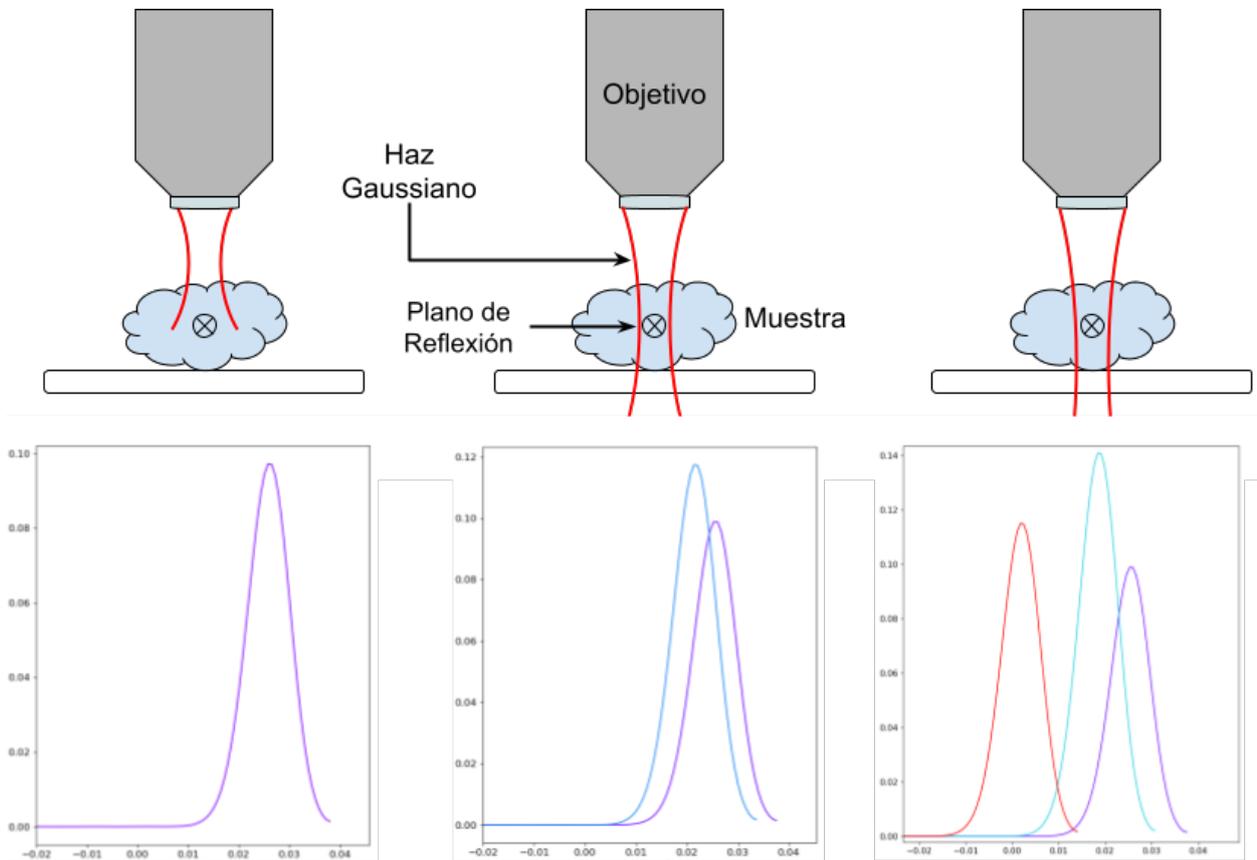


Figura 4.2: Esquema del proceso de escaneo del microscopio OCT confocal. Podemos ver cómo al cambiar la dioptría de la lente varióptica es posible escanear el plano de reflexión dentro de la muestra. Registrando la señal y procesándola por medio de una transformada de Fourier es posible extraer los picos cuyo máximo estará ubicado en la posición del plano de reflexión.

Más adelante veremos este efecto en simulaciones y podremos estudiar qué parámetros resultan en una resolución óptima. A continuación vamos a introducir un marco teórico que nos permitirá modelar este sistema y así simularlo.

## 4.2. Matrices ABCD

El modelo de matrices ABCD (o *ray transfer matrix* en inglés) es un modelo matemático para describir sistemas ópticos, utilizando la aproximación paraxial, como una sucesión de matrices de  $2 \times 2$ . De este modo a cada elemento del sistema (espejos, lentes, etc.) le corresponderá una matriz que operará sobre un vector que haga las veces de rayo incidente. El resultado de esta operación describirá el comportamiento del haz de salida.

Para ilustrar esto veamos la figura 4.3. En ella definimos dos planos, el de incidencia y el de salida, colocando entre ambos un elemento óptico, en este caso una lente. El rayo incidente llegará al plano en una posición  $x_{in}$  y un ángulo  $\theta_{in}$ , atravesará el elemento óptico y será refractado en una posición  $x_{out}$  y un determinado ángulo  $\theta_{out}$  en el plano de salida.

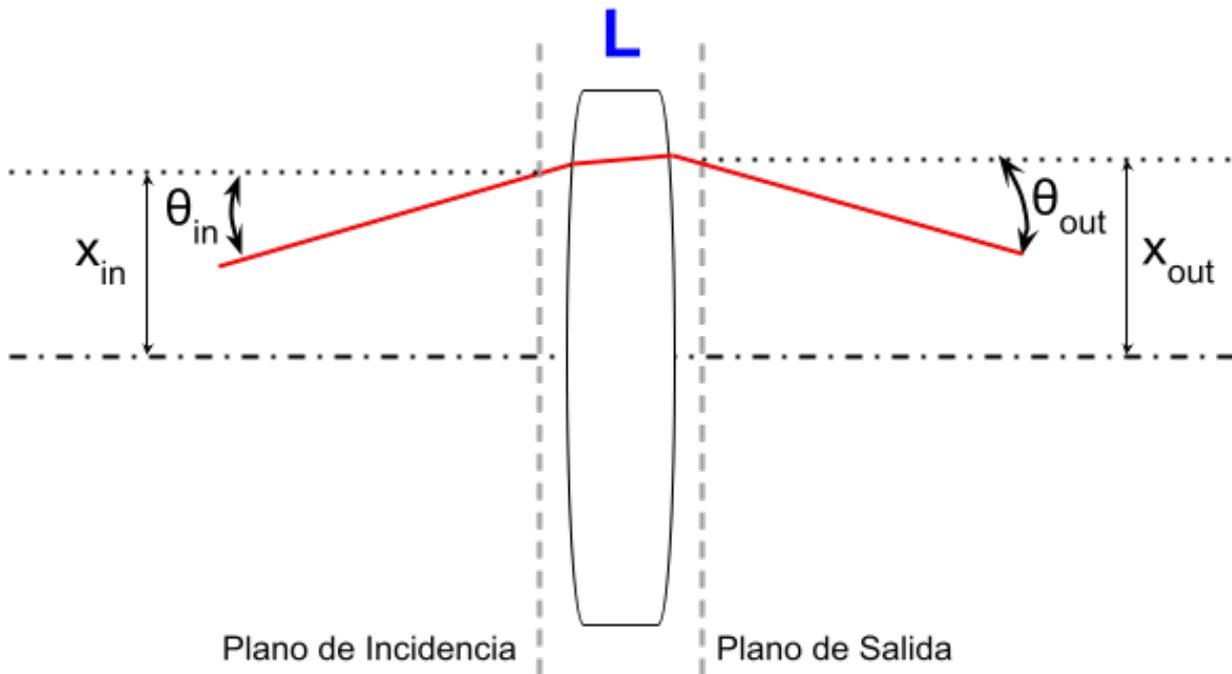


Figura 4.3: Ejemplo del trazado de rayos para un elemento óptico simple, en este caso un lente. Se puede ver un rayo incidente con ángulo  $\theta_{in}$  y posición  $x_{in}$ , el cual es refractado por la lente con un ángulo  $\theta_{out}$  y una posición de salida  $x_{out}$ .

Entonces, lo que queremos es que el elemento óptico pueda ser simplificado a una transfor-

mación del vector  $[x_{in}, \theta_{in}]$  a  $[x_{out}, \theta_{out}]$  de la siguiente manera:

$$\begin{bmatrix} x_{out} \\ \theta_{out} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{in} \\ \theta_{in} \end{bmatrix}, \quad (4.1)$$

donde la matriz  $ABCD$  representará al elemento óptico. Si bien es posible deducir las matrices para diversos elementos ópticos, en este trabajo nos limitaremos a mencionar tres: lentes finos, espejos planos y espacio libre:

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

Una vez definidas las matrices de cada elemento óptico, la construcción de un sistema se reduce a la concatenación de matrices en sentido inverso al camino del haz. Por ejemplo, en un sistema lente 1-lente 2, tendremos que la matriz resultante estará dada por:

$$\mathbf{S} = \mathbf{L}_2 \times \mathbf{L}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

Este modelo, más bien simple, resulta de utilidad debido a que puede extenderse a haces Gaussianos. Sabemos que para haces Gaussianos [2], el parámetro complejo  $q$  en una posición  $j$  se define a partir del radio de curvatura del haz y del diámetro de la cintura en dicha posición, como muestra la ecuación 4.4.

$$\frac{1}{q_j} = \frac{1}{R_j} - \frac{2i}{kw_j^2}, \quad (4.4)$$

donde  $R_j$  es el radio de curvatura del frente de onda,  $k$  es el número de onda y  $w_j$  es la cintura del haz. En función de esto y aprovechándonos de la simetría cilíndrica del haz, podemos describir el campo electromagnético propagándose como:

$$u(r, z) = \frac{1}{q(z)} \exp\left(-ik \frac{r^2}{2q(z)}\right). \quad (4.5)$$

También sabemos que dada una submatriz del sistema:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (4.6)$$

podemos establecer una relación entre  $q_{out}$  y  $q_{in}$  como muestra la ecuación 4.7:

$$q_{out} = \frac{A \cdot q_{in} + B}{C \cdot q_{in} + D}. \quad (4.7)$$

Otra extensión posible de este modelo es tomar una matriz de 3x3 de modo que la dependencia que pueda tener el ángulo de salida con la frecuencia pueda ser introducida sin dificultad [33–36]. Esto será fundamental si se quiere modelar un espectrómetro basado en redes de difracción, como es el de nuestro caso. Tomando el desarrollo de Martínez (1988), podrá extenderse el sistema como muestra la ecuación 4.8:

$$\begin{pmatrix} x_{out} \\ x'_{out} \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} A & B & E \\ C & D & F \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_{in} \\ x'_{in} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

$$x'_p = n_p \frac{dx_p}{dz} = n_p \theta,$$

donde  $x$  y  $\theta$  son los definidos en la figura 4.3 y  $z$  la dirección de propagación. De no haber un cambio de medio en el sistema, resultará  $n_p = n$  para cada plano de incidencia. En nuestro caso, tomaremos  $\theta = x'$  ya que el medio es no dispersivo.

En la ecuación 4.8 los coeficientes  $E$  y  $F$  introducen términos extra a la posición y ángulo de salida, respectivamente. En el caso de haces centrados, el término resulta  $E = 0$  y será el coeficiente  $F$  el responsable de introducir el efecto de la red de difracción en la propagación del sistema. Por el modo en que esta matriz extendida está definida, es posible operar con una matriz reducida de 2x2 (equivalente a las matrices ABCD originales) para los elementos del sistema que no introduzcan una dispersión en función de la frecuencia, e introducir el vector columna  $[E, F]$  en el momento que sea conveniente.

Esto se demuestra claramente si planteamos a la matriz de la ecuación 4.8 de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} A & B & E \\ C & D & F \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M} & \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4.9)$$

donde  $\mathbf{M}$  es la matriz reducida que mencionamos antes y  $\vec{E}$  el vector columna. Con simple álgebra se demuestra que el producto de una matriz extendida puede resumirse en dos posibilidades, haciendo mucho más simple la operación entre matrices:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \mathbf{A} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mathbf{M} & \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \mathbf{A} \cdot \mathbf{M} & \mathbf{A} \cdot \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \mathbf{M} & \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \mathbf{A} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \mathbf{M} \cdot \mathbf{A} & \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

En el caso particular de una red de difracción en un medio no dispersivo, es posible demostrar [33] que la matriz del elemento es la descrita por la ecuación 4.11:

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\cos(\theta_2)}{\cos(\theta_1)} & 0 \\ 0 & \frac{\cos(\theta_1)}{\cos(\theta_2)} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 \\ F_0 \end{bmatrix} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (4.11)$$

donde  $F_0 = -\frac{2\pi(k-k_0)}{dk^2 \cos(\theta_2)}$ .

Siguiendo con lo desarrollado en [33] y [34], es posible describir la amplitud del haz Gaussiano a partir del parámetro complejo  $q_{out}$  y de términos de fase, de la siguiente manera:

$$u_{out}(x) = \sqrt{\frac{w_{in}}{w_{out}}} u_{in}(0) \exp[-i(\phi_{in} + \phi_0 + \phi_1 + \phi_2 + \phi_3)] \exp\left\{-ik \left[ \frac{(x - x_{out})^2}{2q_{out}} + x'_{out}x \right]\right\}, \quad (4.12)$$

donde  $w_i$  refiere al radio de la cintura del haz,  $u_{in}(0)$  es la amplitud del haz de entrada en su centro y  $\phi_{in}$  es la fase inicial. Los términos  $\phi_i$  refieren a las distintas fases, a saber:

$$\phi_0 = k \sum_{i=1}^N L_i n_i \quad (4.13)$$

es la fase correspondiente al camino óptico, donde el sufijo  $i$  refiere al tramo del camino y  $L_i$  a la longitud del mismo. En nuestro caso el índice de refracción será siempre  $n = 1$ .

$$\sqrt{\frac{w_{in}}{w_{out}}} e^{-i\phi_1} = \sqrt{\frac{1}{A + B/q_{in}}}, \quad (4.14)$$

donde  $\phi_1$  es la solución a la ecuación 4.14. Ésta será una corrección a  $\phi_0$  debido a que en un haz Gaussiano no monocromático existe una distribución de vectores de onda que tendrán diferentes direcciones una vez hayan atravesado la red de difracción.

El siguiente término es  $\phi_2$ :

$$\phi_2 = \frac{k}{2}(x_{in}x'_{in} - x_{out}x'_{out}), \quad (4.15)$$

que será una corrección por posibles divergencias del haz de salida respecto al de incidencia.

Por último, el término  $\phi_3$ :

$$\phi_3 = \frac{k}{2} \sum_{i=1}^N F_i x_{i+1} \quad (4.16)$$

refiere a un corrimiento de fase debido a la dispersión angular producto de la existencia de más de un elemento dispersivo.

Con este nuevo formalismo será de nuestro interés usar las matrices ABCD extendidas y el trazado de rayos para modelar el funcionamiento del microscopio OCT confocal y analizar sus ventajas respecto al OCT convencional.

### 4.3. Diseño del microscopio

Ya vimos que la figura 2.4 representa el esquema de la mesa óptica una vez introducido el interferómetro. Si incluimos el microscopio, podemos representar en forma simplificada el camino óptico del sistema para modelarlo utilizando el formalismo de matrices ABCD que introdujimos en la sección 4.2.

Sea éste (fig. 4.4) entonces el esquema del sistema óptico y las distancias relevantes al problema, donde en particular  $w_0$  es la posición de la cintura del haz de entrada con su respectivo radio;  $z_m$  es la distancia donde enfoca el objetivo debido a la potencia de la lente varifocal y  $z_p$  es la posición donde se encuentra el plano de muestra respecto a  $z_m$ .

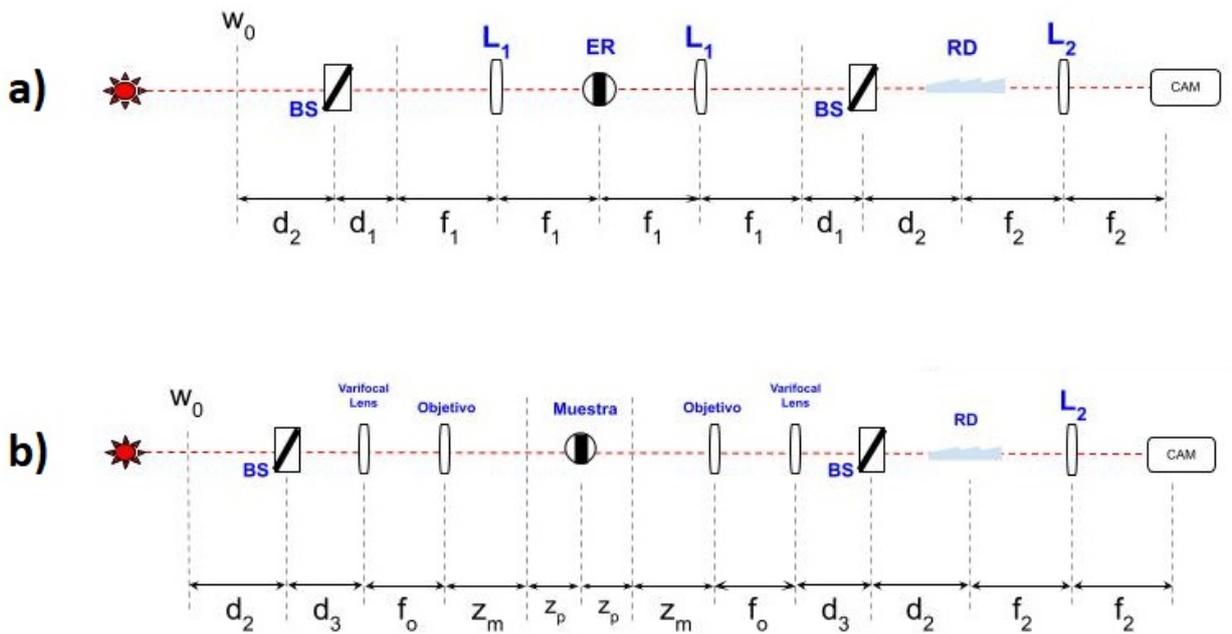


Figura 4.4: Esquema simplificado de los brazos del interferómetro. a) Brazo de referencia. b) Brazo del microscopio.

Discutamos ahora algunas consideraciones sobre el diseño utilizando el formalismo de las matrices ABCD.

### 4.3.1. Consideración sobre la distancia focal del objetivo

Como ya discutimos previamente en este capítulo, algo de particular interés para la microscopía confocal es reducir la distancia focal del objetivo disminuyendo el tamaño del haz sobre la muestra.

Una solución posible es utilizar objetivos de alta magnificación (40x o 100x). La alternativa es incluir en el esquema experimental un telescopio. Lo que nos interesa ahora mostrar es que este procedimiento tiene como resultado efectivo un objetivo de menor distancia focal. Esto es, siempre y cuando el haz no se ensanche más allá del tamaño de la pupila de entrada del objetivo.

Sea la figura 4.5 el resultado de intercalar en el brazo de muestra (figura 2.4) dos lentes  $T_1$  y  $T_2$ :

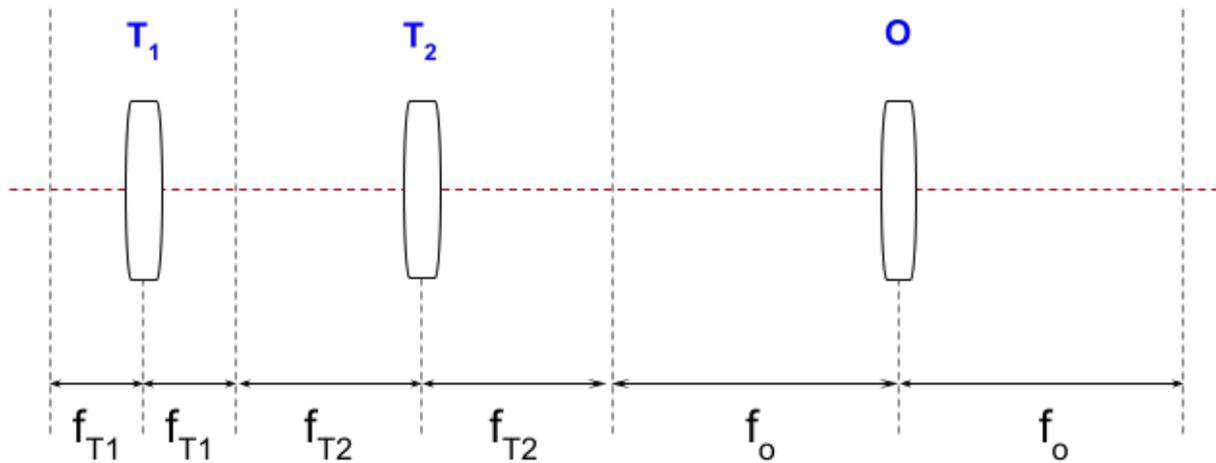


Figura 4.5: Esquema de la construcción de un telescopio intercalado en el brazo de muestra. Los lentes  $T_1$  y  $T_2$  con sus respectivas distancias focales, representan el telescopio mientras que el lente  $O$  representa al objetivo.

Dada esta configuración, podemos calcular las matrices de trazado de rayos para cada elemento como:

$$\mathbf{P}_{T_1} = \begin{bmatrix} 1 & f_{T_1} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_{T_2} = \begin{bmatrix} 1 & f_{T_2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_O = \begin{bmatrix} 1 & f_o \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{L}_{T_1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{T_1}} & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{L}_{T_2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_{T_2}} & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{L}_O = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_o} & 1 \end{bmatrix}.$$

Considerando sólo los dos primeros lentes y sus distancias focales, podemos ver que el resultado de multiplicar las matrices en sentido inverso al camino del haz es:

$$\mathbf{M}_T = \mathbf{P}_{T_2} \times \mathbf{L}_{T_2} \times \mathbf{P}_{T_2} \times \mathbf{P}_{T_1} \times \mathbf{L}_{T_1} \times \mathbf{P}_{T_1} = \begin{bmatrix} -\frac{f_{T_2}}{f_{T_1}} & 0 \\ 0 & -\frac{f_{T_1}}{f_{T_2}} \end{bmatrix}. \quad (4.17)$$

Esto no es más que un telescopio con magnificación  $M = \frac{f_{T_2}}{f_{T_1}}$ . Suponiendo una  $M = 4$ , tenemos que el resto del producto de matrices sería:

$$\mathbf{M}_{\text{total}} = \mathbf{P}_{f_o} \times \mathbf{L}_{f_o} \times \mathbf{P}_{f_o} \times \mathbf{M}_T = \begin{bmatrix} 0 & f_o \\ -\frac{1}{f_o} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -4 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{f_o}{4} \\ \frac{4}{f_o} & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.18)$$

Podemos ver que esto resulta análogo al producto de matrices:

$$\mathbf{M}_O = \mathbf{P}_{f_o} \times \mathbf{L}_{f_o} \times \mathbf{P}_{f_o} = \begin{bmatrix} 0 & -f_o \\ \frac{1}{f_o} & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.19)$$

Es decir, colocar el telescopio antes del objetivo es equivalente a disminuir la distancia focal del objetivo en un factor  $M$ . De esta forma, el análisis posterior podrá tener como parámetro la distancia focal  $f_o$  sin necesidad de cambiar de objetivo.

### 4.3.2. Consideración sobre la cintura del haz de referencia

Al plantear el esquema experimental como se hace en la figura 2.4, para simplicidad de análisis es deseable que la posición de la cintura del haz se encuentre sobre la red de difracción. Para lograr esto hay dos alternativas: proponer que la distancia  $d_1 = 0$  o que existe una distancia  $\epsilon$  dentro de la cual podemos mover el espejo de referencia de modo que la red se encuentre en la cintura del haz, como se ve en la figura 4.6.

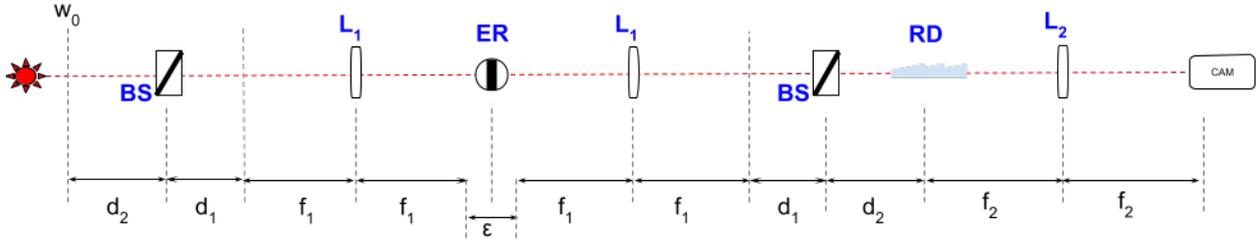


Figura 4.6: Esquema simplificado del brazo de referencia del interferómetro con el parámetro  $\epsilon$  que garantiza que la cintura del haz se encuentre en la red de difracción.

Debido a la distancia focal del lente  $L_1$ , la primera opción, si bien la más simple, resulta en una complicación técnica a la hora del armado del dispositivo, ya que no es fácil lograr la separación exacta entre el BS y la lente. Por eso, y a fines prácticos, se dispuso que la lente se monte sobre un posicionador micrométrico capaz de ajustar precisamente la distancia entre ésta y el espejo.

Para probar que existe dicha distancia, es necesario calcular la posición de la cintura del haz luego de atravesar el brazo de referencia y antes de llegar a la red. Habiendo definido las matrices del sistema óptico, el brazo de referencia puede escribirse como un producto de matrices:

$$\mathbf{M}_{\text{ER}} = \mathbf{P}_1 \times \mathbf{P}_{f_1} \times \mathbf{L}_1 \times \mathbf{P}_{f_1} \times \mathbf{P}_\epsilon \times \mathbf{P}_{f_1} \times \mathbf{L}_1 \times \mathbf{P}_{f_1} \times \mathbf{P}_1$$

$$\mathbf{M}_{\text{ER}} = \begin{bmatrix} \frac{d_1 \epsilon}{f_1^2} - 1 & \frac{d_1^2 \epsilon}{f_1^2} + \frac{d_1 d_2 \epsilon}{f_1^2} - 2d_1 - d_2 \\ \frac{\epsilon}{f_1^2} & \frac{\epsilon(d_1 + d_2) - f_1^2}{f_1^2} \end{bmatrix}, \quad (4.20)$$

donde  $\mathbf{P}_\epsilon$  es la matriz de propagación en el vacío dada una distancia  $\epsilon$ .

Tomemos el esquema que se ve en la figura 4.7. En el se ven los tres planos relevantes:

1. El plano de incidencia del haz de entrada.
2. El plano a la salida del sistema.
3. El plano donde se ubica la red de difracción.

Viendo la figura 4.6 se entiende que los planos 1 y 3 son el BS antes y después de atravesar el brazo de referencia. Al ubicar la cintura del haz en ambos planos, fijamos que los radios de curvatura sean  $R_1 = R_3 = \infty$ . También me interesa que la cintura sea la misma, por lo que  $w_1 = w_3$ . Luego, el parámetro complejo en ambos planos será:

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{q_3} = -\frac{2i}{kw_1^2}. \quad (4.21)$$

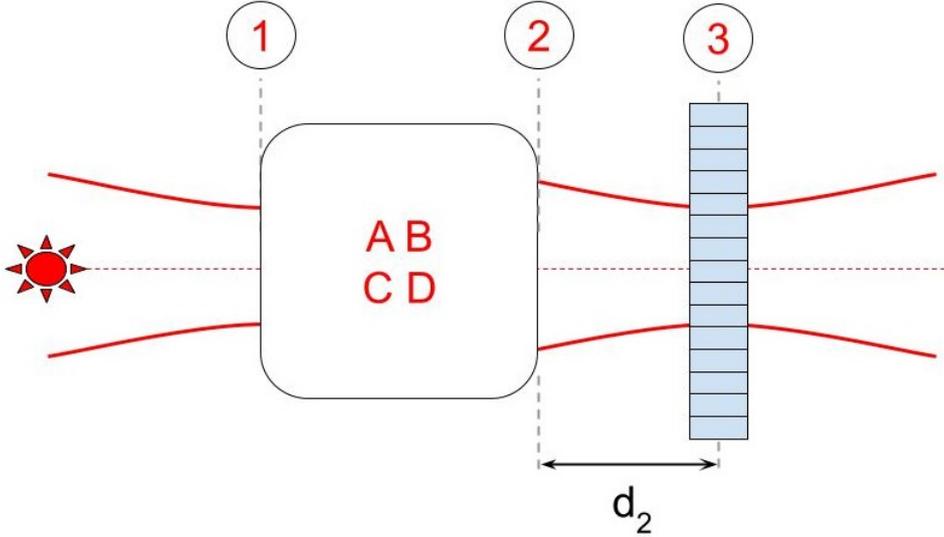


Figura 4.7: Esquema del sistema representado como una matriz ABCD. 1) Plano de incidencia del haz en su cintura. 2) Plano de salida del haz luego de atravesar el sistema. 3) Plano donde se ubica la red de difracción, también en la cintura del haz, a una distancia  $d_2$ .

Definamos ahora la variable auxiliar  $\Omega = \frac{kw_1^2}{2}$ . Utilizando la ecuación 4.7 tenemos que  $q_2$  vale:

$$q_2 = \frac{A \cdot q_1 + B}{C \cdot q_1 + D} = \frac{iA\Omega + B}{iC\Omega + D} = \frac{BD + AC\Omega^2 + i\Omega(AD - BC)}{D^2 + C^2\Omega^2}, \quad (4.22)$$

donde  $A$ ,  $B$ ,  $C$  y  $D$  son los coeficientes de la matriz 4.20.

Ahora, sabemos que la diferencia entre dos parámetros complejos para planos separados una distancia  $d_2$  es:

$$q_3 = q_2 + d_2. \quad (4.23)$$

Utilizando esto tenemos que:

$$q_3 = \frac{BD + AC\Omega^2 + d_2(D^2 + C^2\Omega^2) + i\Omega(AD - BC)}{D^2 + C^2\Omega^2} \iff \frac{1}{q_3} = \frac{ac}{a^2 + b^2} - i\frac{cb}{a^2 + b^2}, \quad (4.24)$$

donde  $a = BD + AC\Omega^2 + d_2(D^2 + C^2\Omega^2)$ ,  $b = \Omega(AD - BC)$  y  $c = D^2 + C^2\Omega^2$ . Ahora podemos identificar que las partes real e imaginaria de 4.24 se corresponden con el radio de curvatura y la cintura del haz respectivamente según la ecuación 4.4.

A partir de la ecuación 4.21 se deben imponer dos condiciones: en primer lugar la parte imaginaria debe valer:

$$Im \left\{ \frac{1}{q_3} \right\} = \frac{cb}{a^2 + b^2} = \frac{2}{kw_1^2} = \frac{1}{\Omega}. \quad (4.25)$$

Reemplazando los coeficientes de la matriz 4.20 en las definiciones de  $c$  y  $b$  podemos despejar dos soluciones para  $\epsilon$ :

$$\epsilon = \left[ \frac{2f_1^2}{d_1 + d_2}, \frac{2f_1^2(d_1 + d_2)}{\Omega^2 + (d_1 + d_2)^2} \right]. \quad (4.26)$$

La segunda condición para la ecuación 4.21 es que la parte real debe anularse. Esto sólo es posible cuando  $a = 0$  ya que los coeficientes de la matriz del sistema deben ser reales. Si reemplazamos las soluciones de  $\epsilon$  en la definición de  $a$  vemos que únicamente la segunda solución es la que cumple.

Por poner un ejemplo práctico, reemplazando los parámetros presentados en la sección 4.3.3, así como  $w_1 = 1 \text{ mm}$  y  $k = 7854 \text{ mm}^{-1}$  da como resultado  $\epsilon = 0,25 \text{ mm}$ . Que esta solución exista nos permitirá simplificar el sistema de modo que el brazo de referencia sea solamente el haz incidente sobre la red de difracción, y al optimizarlo para la longitud de onda central podremos minimizar la pérdida de foco en los extremos del espectro.

### 4.3.3. Lente controlable por tensión y parámetros del sistema

Si tomamos que la longitud total del brazo de referencia es  $2L$ , siguiendo el esquema 4.4 y lo visto en la sección 4.3.2 tendremos que:

$$2L = 2d_2 + 2d_1 + 4f_1 + \epsilon + 2f_2 \longrightarrow L = d_2 + d_1 + 2f_1 + \frac{\epsilon}{2} + f_2. \quad (4.27)$$

Luego, la condición de interferencia establecerá un vínculo entre ambos brazos cuando la distancia  $z_p = 0$ , de modo que:

$$2L = 2d_2 + 2d_3 + 2f_o + 2z_m + 2f_2. \quad (4.28)$$

Veamos ahora la dependencia de  $z_m$  con la dioptría  $D$  de la lente varióptica. Partamos de la ecuación 4.29 [31], que describe el cálculo de la distancia focal posterior (*back focal length*, BFL por sus siglas en inglés) para un sistema compuesto por dos lentes finos:

$$BFL = \frac{f_{out}(d - f_{in})}{d - f_{in} - f_{out}}, \quad (4.29)$$

donde  $d$  es la distancia entre lentes y  $f_{in}$  y  $f_{out}$  son la distancia focal del primer y segundo lente, respectivamente.

De la ecuación 4.29 podemos identificar a  $f_{in} = \frac{1}{D}$  y  $d = f_{out} = f_o$ . Luego, a partir de la figura 4.4 podemos ver que  $z_m$  es la *BFL*, por lo que finalmente nos queda:

$$z_m = f_o(1 - f_o D) \quad (4.30)$$

Para el rango de valores propuesto<sup>1</sup> para  $D$  podemos ver en la figura 4.8 el rango de foco del sistema.

A partir de la ecuación 4.30 estableceremos que la condición de interferencia se dará para  $z_m(D = 0) = f_o$ . Reemplazando entonces las ecuaciones 4.27 y 4.30 en 4.28, obtenemos

---

<sup>1</sup>En base a las especificaciones dadas para la lente CORNING A-58N provistas en el *Corning Varioptic Lenses Brochure*.

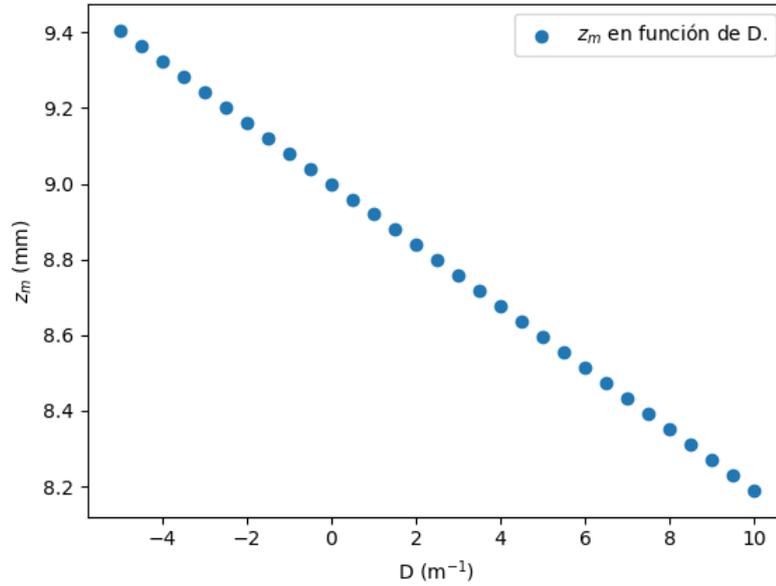


Figura 4.8: Rango de foco ( $z_m$ ) para el conjunto objetivo-lente varióptica en función de la dioptría  $D$ .

nuestra relación de vínculo entre los parámetros del problema:

$$d_1 + 2f_1 + \frac{\epsilon}{2} = d_3 + 2f_o. \quad (4.31)$$

Podemos observar que el camino óptico en cada brazo (tal y como se ve en la figura 4.4) será:

$$\begin{aligned} \Delta_r &= 2L \\ \Delta_m &= 2(L + z_m + z_p - f_o), \end{aligned} \quad (4.32)$$

para una elección de  $z_m (D \neq 0)$ .

Finalmente, tomando  $d_1$ ,  $d_2$  y las distancias focales como dato es posible despejar los parámetros restantes:

$$\begin{aligned}
L &= d_2 + d_1 + 2f_1 + \frac{\epsilon}{2} + f_2 \\
d_3 &= d_1 - 2(f_1 + f_o) + \frac{\epsilon}{2}.
\end{aligned}
\tag{4.33}$$

En la tabla 4.1 figuran valores típicos para los parámetros del problema, a partir de las consideraciones que fueron expuestas en las secciones anteriores:

Parámetro	Valor Típico
L	1000 mm
$d_1$	635 mm
$d_2$	200 mm
$d_3$	751 mm
$f_1$	60 mm
$f_2$	45 mm
$f_o$	2 mm
D	(-5 a 10) m <sup>-1</sup>

Tabla 4.1: Valores típicos para los parámetros definidos en la figura 2.4.

## 4.4. Matrices del sistema

A partir de la figura 2.4 vamos a definir las siguientes matrices [2]:

$$\mathbf{L}_{\text{obj}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_o} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{L}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{L}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{L}_{\text{var}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -D & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

para los lentes  $L_1$ ,  $L_2$ , el objetivo y la lente varióptica;

$$\mathbf{P}_1 = \begin{bmatrix} 1 & d_1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_2 = \begin{bmatrix} 1 & d_2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_3 = \begin{bmatrix} 1 & d_3 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

para las distancias  $d_1$ ,  $d_2$  y  $d_3$ ;

$$\mathbf{P}_{f_1} = \begin{bmatrix} 1 & f_1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_{f_2} = \begin{bmatrix} 1 & f_2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_{f_o} = \begin{bmatrix} 1 & f_o & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

para las distancias  $f_1$ ,  $f_2$  y  $f_o$ ;

$$\mathbf{P}_{z_m} = \begin{bmatrix} 1 & f_o(1 - f_o D) & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{P}_{z_p} = \begin{bmatrix} 1 & z_p & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

para las distancias  $z_m$  y  $z_p$ .

La matriz de la red de difracción estará dada por:

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{RD} & \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\cos(\theta_2)}{\cos(\theta_1)} & 0 \\ 0 & \frac{\cos(\theta_1)}{\cos(\theta_2)} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} 0 \\ F_0 \end{bmatrix} \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

según la ecuación 4.11. En nuestro caso,  $k_0 = 7854 \text{ mm}^{-1}$  es el correspondiente a un  $\lambda_0 = 800$  nm. Vamos a tomar que  $\frac{\cos(\theta_2)}{\cos(\theta_1)} \approx 1$  ya que la variación dentro del ancho de banda de 750 a 840 nm es despreciable, como se ve en la figura 4.9.

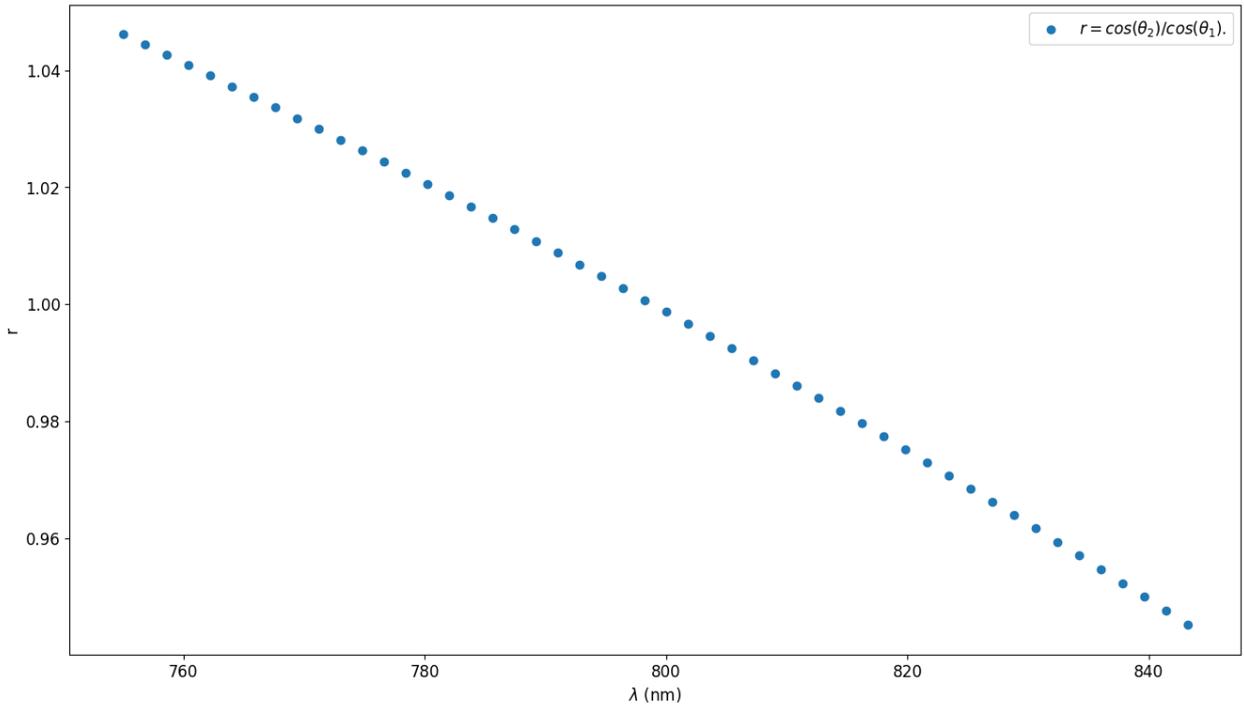


Figura 4.9: Cociente de los ángulos de salida y entrada,  $\theta_{out}$  y  $\theta_{in}$ , para la configuración de Littrow en la red de difracción utilizada.

## 4.5. Interferencia entre brazos

### 4.5.1. Parámetro complejo, intensidad e interferencia

A partir de lo discutido en la sección 4.4 voy a definir las siguientes matrices auxiliares:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}_{L_2} &= \mathbf{P}_{f_2} \times \mathbf{L}_2 \times \mathbf{P}_{f_2} \\
 \mathbf{M}_{\text{micro}} &= \mathbf{P}_3 \times \mathbf{L}_{\text{var}} \times \mathbf{P}_{f_0} \times \mathbf{L}_{\text{obj}} \times \mathbf{P}_{z_m} \times \mathbf{P}_{z_p}^2 \times \mathbf{P}_{z_m} \times \mathbf{L}_{\text{obj}} \times \mathbf{P}_{f_0} \times \mathbf{L}_{\text{var}} \times \mathbf{P}_3 \times \mathbf{P}_2.
 \end{aligned}
 \tag{4.34}$$

Cada brazo del interferómetro va a estar dado por el producto de estas matrices:

$$\begin{aligned}
\mathbf{B}_r &= \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{L_2} \times \mathbf{M}_{RD} & \mathbf{M}_{L_2} \times \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_r & \vec{E}_d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
\mathbf{B}_m &= \begin{bmatrix} \mathbf{M}_r \times \mathbf{P}_2 \times \mathbf{M}_{\text{micro}} & \mathbf{M}_{L_2} \times \vec{E} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_m & \vec{E}_d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.
\end{aligned} \tag{4.35}$$

Reemplazando cada matriz da como resultado:

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_r &= \begin{bmatrix} 0 & f_2 \\ -\frac{1}{f_2} & 0 \end{bmatrix} \\
\mathbf{M}_m &= \begin{bmatrix} \frac{2f_2 z_p}{f_o^2} & \frac{f_2 \cdot (2d_2 z_p + 2d_3 z_p - f_o^2)}{f_o^2} \\ -\frac{2d_2 z_p + 2d_3 z_p - f_o^2}{f_2 f_o^2} & -\frac{2(d_2 + d_3)(d_2 z_p + d_3 z_p - f_o^2)}{f_2 f_o^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{2f_2 z_p}{f_o^2} & \frac{f_2 \cdot (2\delta z_p - f_o^2)}{f_o^2} \\ \frac{-2\delta z_p + f_o^2}{f_2 f_o^2} & -\frac{2\delta(\delta z_p - f_o^2)}{f_2 f_o^2} \end{bmatrix} \\
\vec{E}_d &= \begin{pmatrix} F_0 f_2 \\ 0 \end{pmatrix},
\end{aligned} \tag{4.36}$$

donde  $\delta \equiv d_2 + d_3$ .

En nuestro caso, cada brazo va a tener su matriz correspondiente y el mismo  $q_{in}$  que expusimos en la sección 4.3.2:

$$\frac{1}{q_{in}} = -\frac{2i}{kw_0^2} \longrightarrow q_{in} = \frac{ikw_0^2}{2} \equiv \frac{i}{2K}. \tag{4.37}$$

De ese modo, a partir de la ecuación 4.7 se llega a que los parámetros complejos son:

$$\begin{aligned}
q_{out}^r &= 2iK f_2^2 \\
q_{out}^m &= -\frac{f_2^2 \cdot (2K\delta z_p - Kf_o^2 + iz_p)}{(2K\delta + i)(\delta z_p - f_o^2)}.
\end{aligned} \tag{4.38}$$

Teniendo los  $q_{out}$  separados en parte real e imaginaria podemos calcular a partir de la ecuación 4.4 los  $w_{out}$  para cada brazo:

$$w_{out} = \sqrt{-\frac{2}{k \operatorname{Im}\{1/q_{out}\}}}. \quad (4.39)$$

Finalmente reemplazando la definición de  $K$  obtenemos la ecuación 4.40:

$$\begin{aligned} w_{out}^r &= \frac{2f_2}{kw_0} \\ w_{out}^m &= \frac{fo^2kw_0^2}{2f_2\sqrt{-4\delta fo^2zp + fo^4 + zp^2 \cdot (4\delta^2 + k^2w_0^4)}}. \end{aligned} \quad (4.40)$$

Entonces, para el cálculo de  $x_{out}$  basta con resolver el sistema de ecuaciones de 4.8 con las matrices  $\mathbf{B}_m$  y  $\mathbf{B}_r$  respectivamente.

Asumiendo que  $x_{in} = x'_{in} = 0$  tenemos que en ambos casos  $x_{out} = E$  y  $x'_{out} = F$ . Podemos ver entonces que vale:

$$x_{out} = F_0f_2 \quad x'_{out} = 0 \quad (4.41)$$

para ambos brazos.

La expresión de la amplitud Gaussiana para cada brazo se puede expresar como muestra la ecuación 4.12, donde tomamos  $\phi_{in} = 0$  para tener fase inicial nula y  $\phi_2 = \phi_3 = 0$  ya que  $x_{in} = x'_{in} = 0$ . A partir de reemplazar 4.32 en 4.13 tenemos que  $\phi_0$  será:

$$\phi_0^r = 2kL \quad \phi_0^m = 2k(L + z_m + z_p - f_o). \quad (4.42)$$

Sabemos que  $\phi_1$  es la solución a la ecuación 4.14 con A y B los coeficientes de la submatriz del sistema correspondiente a cada brazo del interferómetro. Ahora, tomando el valor conocido de  $q_{in}$  para nuestro sistema, nos queda que:

$$e^{-i\phi_1} = \sqrt{\frac{w_{out}}{w_{in}}} \sqrt{\frac{A + 2iBK}{A^2 + 4B^2K^2}}. \quad (4.43)$$

Finalmente, descomponiendo el número complejo nos queda la ecuación 4.44:

$$\phi_1 = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \left( -\frac{2BK}{A} \right), \quad (4.44)$$

de donde se obtiene que para cada brazo vale:

$$\phi_1^r = \pm \frac{\pi}{4} \quad \phi_1^m = \frac{1}{2} \operatorname{atan} \left( \frac{-2\delta z_p + f_o^2}{kw_0^2 z_p} \right). \quad (4.45)$$

A partir del caso particular de este sistema óptico, nos queda que la ecuación 4.12 se puede expresar como:

$$u_{out}(x) = \sqrt{\frac{w_0}{w_{out}}} u_{in}(0) \exp[-i(\phi_0 + \phi_1)] \exp \left\{ -ik \left[ \frac{(x - x_{out})^2}{2q_{out}} \right] \right\}. \quad (4.46)$$

Teniendo en cuenta que  $q_{out}$  es un número complejo, vemos que al reemplazarlo en la segunda exponencial nos queda:

$$\exp \left\{ -ik \left[ \frac{(x - x_{out})^2}{2q_{out}} \right] \right\} = \exp \left\{ -ik \left[ \frac{(x - x_{out})^2}{2(\operatorname{Re}\{q_{out}\} + i\operatorname{Im}\{q_{out}\})} \right] \right\}. \quad (4.47)$$

Luego, realizando el despeje llegamos a que:

$$\exp \left\{ -ik \left[ \frac{(x - x_{out})^2}{2q_{out}} \right] \right\} = \exp \left\{ -k \left[ \frac{(\operatorname{Im}\{q_{out}\} + i\operatorname{Re}\{q_{out}\})(x - x_{out})^2}{2|q_{out}|^2} \right] \right\}. \quad (4.48)$$

A continuación calculamos la intensidad de cada brazo en el plano del detector como marca la ecuación 4.49 [31]:

$$I_{out}(x) = \frac{|u_{out}(x)|^2}{2\eta}, \quad (4.49)$$

donde  $\eta$  es la impedancia óptica. Definiremos una intensidad efectiva  $\tilde{I}_{out}(x) = 2\eta I_{out}(x)$ .

Reemplazando 4.46 y 4.48 en 4.49 llegamos a que:

$$\tilde{I}_{out}(x) = \tilde{I}_{in}(0) \frac{w_0}{w_{out}} \exp \left\{ -k \frac{Im\{q_{out}\}(x - x_{out})^2}{|q_{out}|^2} \right\}, \quad (4.50)$$

donde  $\tilde{I}_{in}(0) \equiv 2\eta|u_{in}(0)|^2$ . Esta ecuación vale para cada brazo del interferómetro y en particular va a depender de cada número de onda  $k$ .

El láser de Ti:Za emite con un espectro que puede aproximarse como Gaussiano de la forma que vimos en la ecuación 1.11. A partir de la definición de longitud de coherencia  $l_c$  que vimos en la ecuación 1.4, podemos vincular el espectro de la fuente, tanto en términos de la longitud de onda como del número de onda, de la siguiente manera:

$$2 \frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta k} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_o^2}{\Delta \lambda}. \quad (4.51)$$

Con este dato procederemos a hacer el cálculo de la intensidad usando la ecuación 4.50 y reemplazando la expresión 1.11. Finalmente, si queremos la interferencia de ambos brazos en el plano del detector, utilizaremos la ecuación 4.52:

$$I_{total} = I_r + I_m + 2\sqrt{I_r I_m} \cos(\varphi_r - \varphi_m), \quad (4.52)$$

donde la fase  $\varphi$  surge del exponente imaginario en la ecuación 4.46:

$$\varphi = -\phi_1 - \phi_0 - \frac{Re\{q_{out}\}k}{2|q_{out}|^2}(x - x_{out})^2. \quad (4.53)$$

### 4.5.2. Análisis de la integral sobre el número de onda

Queríamos entonces arribar a una expresión de la interferencia para poder realizar una transformada de Fourier y tener una expresión analítica basada en el modelo teórico que planteamos. Para eso, partamos ahora de la ecuación 4.52 y veamos sólo el término de interferencia, identificando cada componente. Tenemos entonces que reemplazando en la ecuación 4.50 lo hallado en 1.11, 4.40 y 4.38 se obtiene lo siguiente:

$$\begin{aligned}
I_r &= \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\frac{(k - k_0)^2}{\Delta k^2} \right\} \frac{k w_0^2}{2 f_2} \exp \left\{ -\frac{k^2 w_0^2}{2 f_2^2} (x - x_{out})^2 \right\} \\
I_m &= \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\frac{(k - k_0)^2}{\Delta k^2} \right\} \frac{k w_0^2}{2 f_2} P(k) \exp \left\{ -\frac{k^2 w_0^2}{2 f_2^2} P(k)^2 (x - x_{out})^2 \right\},
\end{aligned} \tag{4.54}$$

donde  $P(k)$  es una función que surge de la ecuación 4.40 y vale:

$$P(k) = \frac{f_o^2}{\sqrt{(2\delta z_p - f_o^2)^2 + z_p^2 k^2 w_0^4}}. \tag{4.55}$$

Veamos ahora el comportamiento de  $P(k)$  para un rango de  $k_0 \pm 3\Delta k$  en la figura 4.10:

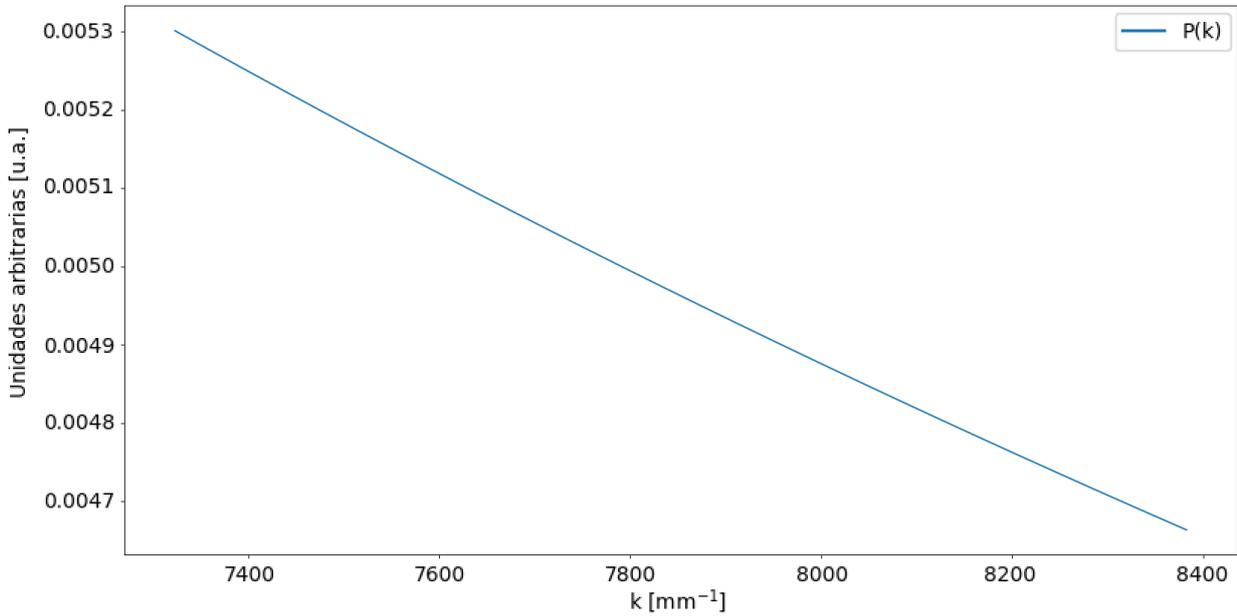


Figura 4.10: Variación de la función  $P(k)$  para el rango propuesto de  $k_0 \pm 3\Delta k$ . Puede verse que para la frecuencia central  $k_0 = 7854 \text{ mm}^{-1}$  el valor de  $P(k)$  tiene una variación respecto a  $P(k_0)$  inferior al 10% en todo el rango de  $k$ . Se grafica para un valor de  $z_p = 0,1 \text{ mm}$ .

Podemos ver que la función  $P(k)$  varía en menos de un 10% alrededor del valor de  $P(k_0)$  en todo el rango de  $k$ , por lo que vamos a tomar la aproximación  $P(k) \approx P(k_0) \equiv P_0$ .

De este modo, el primer factor en el término de interferencia en la ecuación 4.52 nos queda

de la forma:

$$2\sqrt{I_r I_m} = \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\frac{(k - k_0)^2}{\Delta k^2} \right\} \sqrt{P_0} \frac{k w_0^2}{f_2} \exp \left\{ -\frac{k^2 w_0^2}{4f_2^2} (x - x_{out})^2 (1 + P_0^2) \right\}. \quad (4.56)$$

El siguiente factor corresponde a las fases de cada brazo. Siguiendo la misma metodología, reemplazamos en la ecuación 4.53 las expresiones correspondientes a las ecuaciones 4.38, 4.42 y 4.44:

$$\begin{aligned} \varphi_r &= -2kL - \frac{\pi}{4} \\ \varphi_m &= -2k(L + z_m - f_o + z_p) + A(k) + \frac{P_0^2 k}{4f_2^2 f_o^4} (2\delta z_p - f_o^2)(4\delta^2 z_p - 4\delta f_o^2 + k^2 w_0^4 z_p)(x - x_{out})^2, \end{aligned} \quad (4.57)$$

donde  $P_0$  es lo que discutimos anteriormente y la función  $A(k) \equiv \phi_1^m$ . De la misma manera que hicimos para  $P(k)$ , podemos estudiar la variación de  $A(k)$  en el mismo rango, como se ve en la figura 4.11:

Con el mismo razonamiento vamos a tomar la aproximación  $A(k) \approx A(k_0) \equiv A_0$ , de modo que el último factor de la ecuación 4.52 nos queda:

$$\cos(\varphi_r - \varphi_m) = \cos \left[ 2k(z_m - f_o + z_p) - \frac{4A_0 f_2^2 f_o^4 + P_0^2}{4f_2^2 f_o^4} k(2\delta z_p - f_o^2)(4\delta^2 z_p - 4\delta f_o^2 + k^2 w_0^4 z_p)(x - x_{out})^2 - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (4.58)$$

Teniendo estas expresiones, vamos a realizar la integral sobre el término de interferencia:

$$\begin{aligned} i(x) &= \int_{\infty_-}^{\infty_+} 2\sqrt{I_r I_m} \cos(\varphi_r - \varphi_m) dk \\ i(x) &= C_0 \int_{\infty_-}^{\infty_+} k \exp \left\{ -D_0 k^2 (x - x_{out})^2 - \frac{(k - k_0)^2}{\Delta k^2} \right\} \cos \left[ 2k(z_m - f_o + z_p) - B_0 k(4\delta^2 z_p - 4\delta f_o^2 + k^2 w_0^4 z_p)(x - x_{out})^2 - \frac{\pi}{4} \right] dk, \end{aligned} \quad (4.59)$$

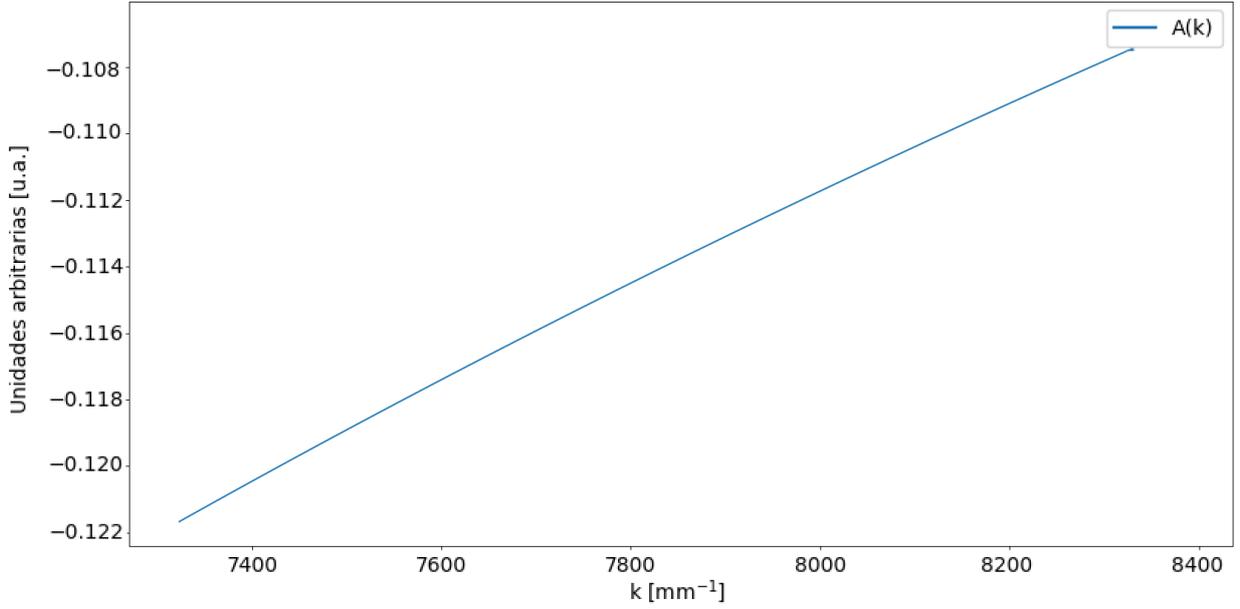


Figura 4.11: Variación de la función  $A(k)$  para el rango propuesto de  $k_0 \pm 3\Delta k$ . Puede verse que para la frecuencia central  $k_0 = 7854 \text{ mm}^{-1}$  el valor de  $A(k)$  tiene una variación respecto a  $A(k_0)$  inferior al 10% en todo el rango de  $k$ . Se grafica para un valor de  $z_p = 0,1 \text{ mm}$ .

donde las constantes valen:

$$\begin{aligned}
C_0 &\equiv \frac{w_0^2}{f_2 \Delta k} \sqrt{\frac{P_0}{\pi}} \\
D_0 &\equiv \frac{w_0^2}{4f_2^2} (1 + P_0^2) \\
B_0 &\equiv 2(z_m - f_o + z_p) \\
B_1 &\equiv \frac{4A_0 f_2^2 f_o^4 + P_0^2}{f_2^2 f_o^4} (2\delta z_p - f_o^2) \delta(z_p - f_o^2) \\
B_2 &\equiv \frac{4A_0 f_2^2 f_o^4 + P_0^2}{4f_2^2 f_o^4} (2\delta z_p - f_o^2) w_0^4 z_p.
\end{aligned} \tag{4.60}$$

Vale recordar también que según la ecuación 4.41  $x_{out}$  también depende de  $k$  y vale:

$$x_{out} = -\frac{2\pi f_2 (k - k_0)}{dk^2 \cos(\theta_{out})} \equiv -\gamma \frac{(k - k_0)}{k^2}. \tag{4.61}$$

Si bien  $\theta_{out}$  es una función de  $k$ , como vimos en la figura 4.9 la variación de  $\theta_{out}$  respecto del

ángulo central  $\theta_{out}(k = k_0) = 34^\circ$  es despreciable, por lo que vamos a aproximararlo por esta constante.

Ahora tenemos tres términos distintos que contienen al producto  $k^i (x - x_{out})^2$ , donde  $i = \{1, 2, 3\}$ . Vamos a hacer un desarrollo de Taylor de estos productos para  $k \approx k_0$  hasta el tercer orden:

$$\begin{aligned}
k(x - x_{out})^2 &= k_0 x^2 + (k - k_0)x \left( \frac{2\gamma}{k_0} + x \right) + \frac{\gamma(k - k_0)^2(\gamma - 2k_0x)}{k_0^3} + \frac{\gamma(k - k_0)^3(2k_0x - 3\gamma)}{k_0^4} + \dots \\
k^2(x - x_{out})^2 &= k_0^2 x^2 + 2(k - k_0)x(\gamma + k_0x) + (k - k_0)^2 \left( \frac{\gamma^2}{k_0^2} + x^2 \right) - \frac{2\gamma^2(k - k_0)^3}{k_0^3} + \dots \\
k^3(x - x_{out})^2 &= k_0^3 x^2 + k_0(k - k_0)x(2\gamma + 3k_0x) + (k - k_0)^2 \left( \frac{\gamma^2}{k_0} + 2\gamma x + 3k_0x^2 \right) + (k - k_0)^3 \left( x^2 - \frac{\gamma^2}{k_0^2} \right) + \dots
\end{aligned} \tag{4.62}$$

Si reemplazamos estas series hasta el segundo orden en la exponencial y hasta el tercer orden dentro del coseno, agrupando los términos con la misma potencia de  $(k - k_0)$  obtenemos:

$$i(x) = C_0 \int_{-\infty}^{\infty} k \exp \left\{ -D_0 [K_0 + K_1(k - k_0) + K_2(k - k_0)^2] - \frac{(k - k_0)^2}{\Delta k^2} \right\} \cos[\epsilon_0 + \epsilon_1(k - k_0) + \epsilon_2(k - k_0)^2 + \epsilon_3(k - k_0)^3] dk, \tag{4.63}$$

donde:

$$\begin{aligned}
K_0 &\equiv k_0^2 x^2 & K_1 &\equiv 2x(\gamma + k_0x) & K_2 &\equiv \frac{\gamma^2}{k_0^2} + x^2 \\
\epsilon_0 &\equiv k_0 [B_0 - x^2(B_1 + B_2 - 2k_0^2)] \\
\epsilon_1 &\equiv B_0 - x \left[ \left( \frac{2\gamma}{k_0} + x \right) B_1 + k_0(2\gamma + 3k_0x) B_2 \right] \\
\epsilon_2 &\equiv - \left[ \frac{B_1 \gamma}{k_0^3} (2\gamma - 2k_0x) + B_2 \left( \frac{\gamma^2}{k_0} + 2\gamma x + 3k_0x^2 \right) \right] \\
\epsilon_3 &\equiv - \left[ \frac{B_1 \gamma}{k_0^4} (2k_0x - 3\gamma) + B_2 \left( x^2 - \frac{\gamma^2}{k_0^2} \right) \right].
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Con esta aproximación podemos hacer el cambio de variable  $k' = k - k_0$  y reescribir la

integral como:

$$i(x) = C_0 \int_{\infty_-}^{\infty_+} (k' + k_0) \exp \left\{ -D_0 [K_0 + K_1 k'] - \left( D_0 K_2 + \frac{1}{\Delta k^2} \right) k'^2 \right\} \cos[\epsilon_0 + \epsilon_1 k' + \epsilon_2 k'^2 + \epsilon_3 k'^3] dk'. \quad (4.65)$$

Podemos ver que al ser un producto de funciones *impar \* par \* par*, la integral correspondiente al término  $k_0$  se anulará en el intervalo de integración. Agrupando entonces las constantes nos quedaría:

$$i(x) = C_1 \int_{\infty_-}^{\infty_+} k' \exp \left\{ -D_1 k' - \frac{k'^2}{\Delta k'^2} \right\} \cos[\epsilon_0 + \epsilon_1 k' + \epsilon_2 k'^2 + \epsilon_3 k'^3] dk', \quad (4.66)$$

donde  $\Delta k' \equiv \frac{\Delta k}{\sqrt{D_0 K_2 \Delta k^2 + 1}}$ ,  $C_1 \equiv C_0 e^{-D_0 K_0}$  y  $D_1 \equiv D_0 K_1$ .

Lamentablemente no es posible despreciar el término cúbico ya que reemplazando las constantes por los valores típicos que vimos en la tabla 4.1 resulta que  $\epsilon_3 \approx 10^5$ .

La búsqueda de una expresión analítica siguiendo este formalismo merece un análisis más profundo del que se le va a dar en este trabajo. En cambio, vamos a ver en la siguiente sección cómo, por medio de una simulación numérica, se puede modelar la interferencia en los brazos del interferómetro para analizarlo mediante una transformada de Fourier y obtener el comportamiento de OCT.

# Capítulo 5

## Resultados y discusión

### 5.1. Resultados numéricos en un caso característico.

#### Prueba de concepto

##### 5.1.1. Introducción al programa

En las secciones pasadas vimos cómo la intensidad del patrón de interferencia depende de la relación entre los radios de entrada y salida (ecuación 4.50), especialmente en el brazo del microscopio. Esto resulta en un efecto confocal al decaer rápidamente la amplitud de la señal proveniente de planos fuera del área de foco. Es por esto que nos interesa mostrar, mediante una simulación, cómo este efecto resulta en una mejora considerable en la resolución de OCT confocal en comparación con OCT tradicional.

Para ello, en primer lugar, es necesario realizar el cálculo matricial según el formalismo ABCD que vimos en la sección 4.2. Utilizaremos entonces el paquete **SymPy** de Python, el cual realiza los cálculos en forma simbólica. De esta manera se evita recalcular el sistema cada vez que se varía un parámetro.

Mediante este paquete se expresarán en forma simbólica las matrices definidas en la sección 4.4 y se calcularán las matrices auxiliares de la sección 4.5.1. Dichas matrices serán entonces la descripción de cada brazo del interferómetro. Para simplificar el cálculo, se tuvo en cuenta el desarrollo realizado en la ecuación 4.36 y se hará la sustitución utilizando la variable

$$\delta = d_2 + d_3.$$

A este fin se creó la clase **RayTracing**, la cual toma como argumento la matriz del sistema (o subsistema) y el diámetro del haz de entrada. Por simplicidad se tomó un sistema donde el plano de entrada coincide con la cintura del haz, de modo que cualquier configuración debe tener esto en cuenta. Esta clase genera un objeto *RayTracing* el cual calcula las expresiones simbólicas para el parámetro complejo  $q_{out}$  (junto con su módulo cuadrado, su parte imaginaria y su parte real) y para el radio del haz de salida  $w_{out}$ . La clase *RayTracing* realiza estos cálculos a partir de las ecuaciones desarrolladas en la sección 4.5.1. Con esta clase se definirán entonces los brazos del interferómetro, obteniendo una expresión para el parámetro complejo y el radio de salida de cada brazo.

A continuación será necesario hallar el patrón de interferencia que se produce sobre el detector. Sabemos que dicho patrón depende de la intensidad de cada brazo, por lo que se creó la clase **Intensity** con el fin de calcular estas señales. Debido a que la fuente de luz no es monocromática, fue necesario primero definir un vector de números de onda para calcular la intensidad de los haces en función de estos. Se tomó el rango espectral planteado en la sección 2.3.2 de  $\lambda_0 \pm \frac{3}{2}\Delta\lambda$  y luego se hizo la conversión a número de onda según la ecuación 1.4.

Una vez calculada la intensidad de cada brazo, se obtendrá una matriz de intensidades para cada uno. Dicha matriz estará formada por un valor de intensidad para cada número de onda en función de la posición sobre el detector. Ambas se harán interferir mediante una nueva clase denominada **Interference**. Esta clase calcula el patrón de interferencia, de modo de poder estudiar la simulación variando los parámetros numéricos. Durante el desarrollo de esta clase se encontró que continuar el cálculo en forma simbólica aumentaba demasiado el tiempo de cómputo, por lo que se decidió introducir en este punto los valores numéricos correspondientes a los parámetros del problema. El introducir estos parámetros al final de la simulación nos permitirá estudiar el comportamiento de las señales reduciendo el tiempo de cómputo con la variación de cada parámetro.

El barrido en la dioptría de la lente variable es parte fundamental del funcionamiento de nuestro diseño y trae aparejada una cuestión a tener en cuenta a la hora de construir la simulación: la distancia  $z_p$ , está definida a partir de la posición de enfoque  $z_m$ . Para evitar

que la posición “real” de la muestra se mueva junto con  $z_m$  al realizar el barrido, se tomó la siguiente relación:

$$z_m + z_p = C, \quad (5.1)$$

donde  $C$  es una constante para todos los valores de la dioptría  $D$ . Luego, reemplazando el valor de  $z_m$  por la ecuación 4.29 tenemos que:

$$z_p = C - f_o(1 - f_o D). \quad (5.2)$$

Llamaremos  $PM$  a la posición de la muestra para  $z_p(D = 0)$ , de modo que

$$z_p(D = 0) = PM = C - f_o. \quad (5.3)$$

Luego, como  $C$  es constante para todo  $D$  deberá valer que:

$$z_p(D) = PM + f_o^2 D. \quad (5.4)$$

Esta expresión de  $z_p$  nos permitirá hacer un barrido y simular el experimento de OCT para distintos valores de  $D$  sin mover la posición de la muestra. Para más detalles, estos programas se encuentran en el apéndice C. Veremos a continuación los resultados obtenidos a partir de estas definiciones.

### 5.1.2. El efecto confocal en la simulación

Pasemos ahora a analizar el comportamiento del haz de salida para cada brazo. Escogiendo como una primera aproximación los parámetros típicos expuestos en la tabla 4.1, vamos a introducirlos a través un diccionario usando la función auxiliar **subs**. El diccionario tiene como llave la identificación del parámetro (por ejemplo "L" por *longitud del brazo*) y un valor numérico asociado. La función **subs** lee la expresión simbólica (por ejemplo  $w_{out}$ ) y detecta qué parámetros debe reemplazar utilizando el diccionario. A este diccionario deben agregarse

los parámetros necesarios para calcular  $f_2$  según lo desarrollado en la sección 2.3.2 y también aquellos que se derivan de la ecuación 4.33.

Como método de la clase **RayTracing** es posible obtener en forma simbólica la expresión para el radio de la cintura a la salida  $w_{out}$ . Para estudiar el efecto confocal, nos interesa ver la amplitud de  $w_0/w_{out}$  para ambos brazos dentro de un intervalo significativo como es la distancia de Rayleigh  $z_r$ . A fin de calcular  $z_r$  primero es necesario conocer la posición de la cintura a la salida del objetivo, conocer su radio y a partir de ahí usar la ecuación 1.3. Recordemos que el cociente  $w_0/w_{out}$  escala la intensidad de cada brazo como vimos en la ecuación 4.50.

Habiendo hecho esto podemos ver en la figura 5.1 que la amplitud del cociente  $w_0/w_{out}$  se mantiene constante para el brazo de referencia, mientras que para el brazo de muestra experimenta un máximo y rápidamente decae por debajo del 50% para cuando llega a la distancia de Rayleigh. Esto tiene por efecto que la amplitud de la señal de muestra fuera del plano de foco es considerablemente menor a la de referencia, de modo que no aporta significativamente al patrón de interferencia. Esto es en pocas palabras el efecto confocal al que hacíamos mención.

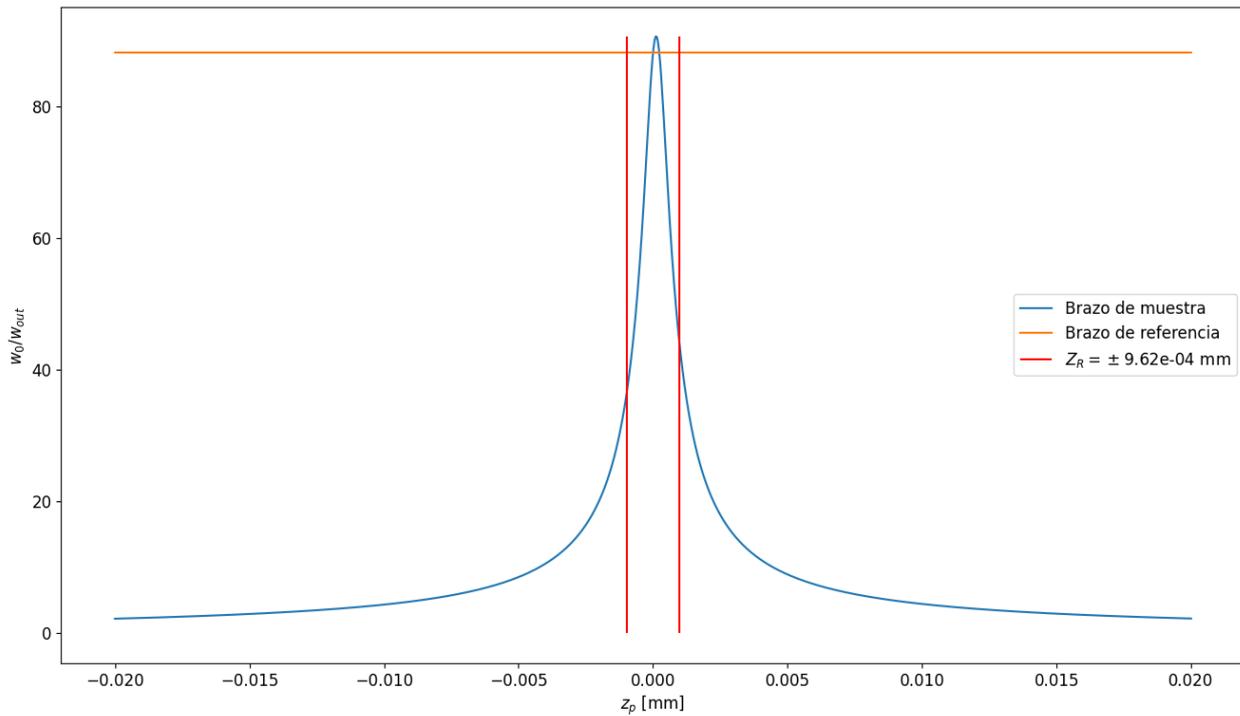


Figura 5.1: Amplitud del cociente  $w_0/w_{out}$  en función de la posición  $z_p$  de la muestra para los brazos del interferómetro. Puede verse que dentro de la distancia de Rayleigh  $z_r$  la amplitud para el brazo de muestra se reduce a menos de un 50 % respecto a la de referencia.

### 5.1.3. Análisis espectral mediante FFT

Una vez demostrado el efecto confocal, resulta interesante simular el funcionamiento del patrón de interferencia como instrumento para discriminar entre diferentes planos de foco y así mostrar la mejora en la resolución axial. Para lograr esto es necesario tomar el patrón de interferencia generado por la clase **Interference** y analizarlo mediante un programa que represente al detector y procesador de la señal. Esto se llevó a cabo creando un programa llamado **OCT**, que hace las veces de experimento y el programa **Sim** que hace de detector.

El primer paso es modelar el detector. Para eso se toman los datos del detector ya provistos en la sección 2.3.2 y se asocia un valor  $\lambda_d$  a cada píxel, despejada a partir de las ecuaciones de esa misma sección:

$$\lambda_d(px) = \frac{\left(px - \frac{x_{points}}{2}\right) sizePx d}{f_2} d \sqrt{1 - \left(\sin \theta_i - \frac{\lambda_0}{d}\right)^2} + \lambda_0, \quad (5.5)$$

donde  $px$  refiere al número de píxel,  $x_{points}$  a la cantidad de píxeles en el detector y  $sizePx$  al tamaño del píxel.

Luego, por razones que veremos más adelante, se realiza el pasaje de  $\lambda_d$  a  $k_d$  linealizando el número de onda de la siguiente manera:

$$k_d(px) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(1 - \frac{\lambda_0 - \lambda_d}{\lambda_0}\right). \quad (5.6)$$

Es importante remarcar que el vector de números de onda  $k$  y el vector  $k_d$  no son el mismo vector desde el punto de vista de la simulación. El primero es necesario para construir el experimento y simular los brazos del interferómetro, mientras que el segundo es un modelado del espectrómetro utilizado. Una vez que se ha hecho interferir los brazos, el detector debe ser una parte independiente ya que estamos simulando la recolección de datos.

Como se mencionó en la introducción al programa, es necesario hacer interferir las señales de cada brazo a partir de su intensidad para obtener el patrón que surge y analizarlo. En la figura 5.2 podemos ver el patrón de interferencia resultante al sumar las contribuciones de cada longitud de onda sobre los píxeles virtuales del detector. Este patrón es el que pasaremos a analizar siguiendo el método de OCT.

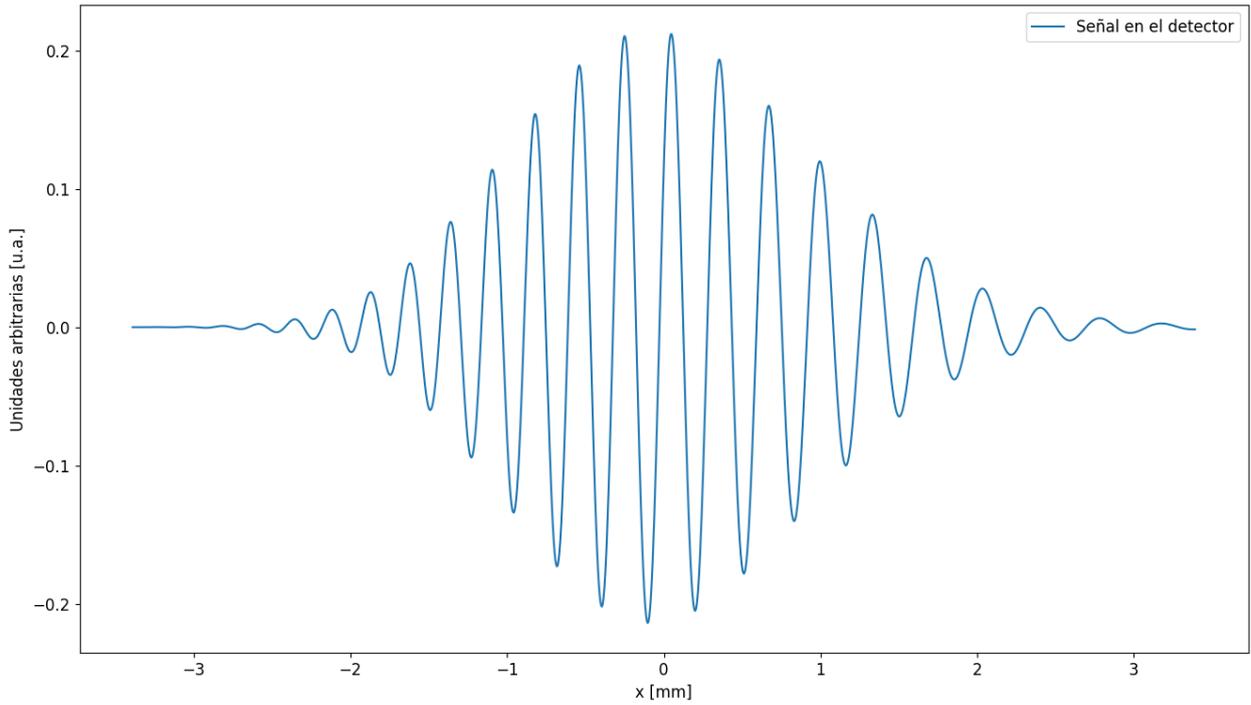


Figura 5.2: Patrón de interferencia registrado en el detector en función de la posición del píxel en el detector.

Según lo mencionado en el capítulo 1, el método OCT consiste en analizar el patrón de interferencia de modo que se encuentre un máximo de señal en la posición del plano de la muestra. Para eso se realiza una transformada de Fourier sobre este patrón y se obtiene una señal en función de la diferencia de camino óptico entre los brazos del interferómetro que calculamos en la ecuación 4.32.

Con este fin se utilizó el módulo **scipy.fft** que permite realizar la FFT (*Fast Fourier Transform*) de una señal siguiendo la siguiente ecuación:

$$y[k] = \sum_{n=0}^{N-1} e^{2\pi i \frac{kn}{N}} x[n], \quad (5.7)$$

donde  $y$  es la transformada de Fourier de una secuencia  $x$  de  $N$  elementos equiespaciados. En nuestro caso, la secuencia  $x$  se corresponde con la señal del detector que vimos en la figura 5.2. El requerimiento de que la secuencia a transformar sea equiespaciada es la que

nos obliga a linealizar el número de onda  $k_d$ . Podemos ver en la figura 5.3 que el cambio al linealizar el número de onda no resulta significativo en el rango espectral utilizado en la simulación.

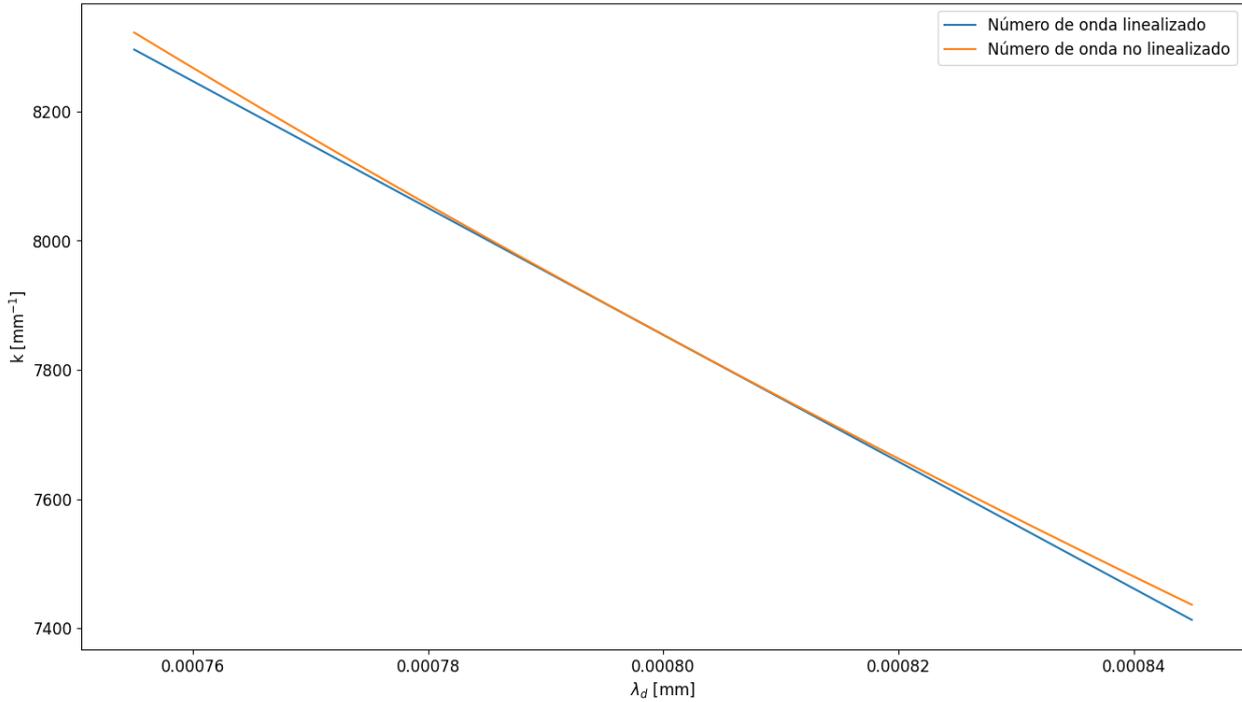


Figura 5.3: Comparación en el número de onda asociado a cada píxel. Puede verse que la diferencia entre linealizarlo o no, no es significativa para el rango espectral utilizado en la simulación.

Finalmente, podemos ver a la izquierda de la figura 5.4 el resultado de la transformada de Fourier y el pico predicho por la ecuación 1.14. Sin embargo, la posición en la que se ubica el pico no se corresponde con lo esperado. Esto sucede porque es necesario hacer una transformación del eje  $z$  de modo que la medición sea consistente con lo simulado.

Si partimos de la ecuación 1.14 sabemos que el pico va a ubicarse en:

$$z = -2(z_R - z_S) = -2(L - L - z_p - z_m + f_o) = -2(f_o^2 D - z_p). \quad (5.8)$$

Despejando dicha expresión obtenemos que  $z_p = \frac{z}{2} + f_o^2 D$ . Recordemos que según la figura 4.4, la distancia  $z_p$  es la que hay entre el BFL del conjunto lente varióptica-objetivo y la

muestra. Aplicando esta transformación obtenemos la posición correcta de los picos como se ve a la derecha de la figura 5.4, probando que puede identificarse el plano de la muestra sin problemas y es exactamente el comportamiento que predecía la ecuación 1.14.

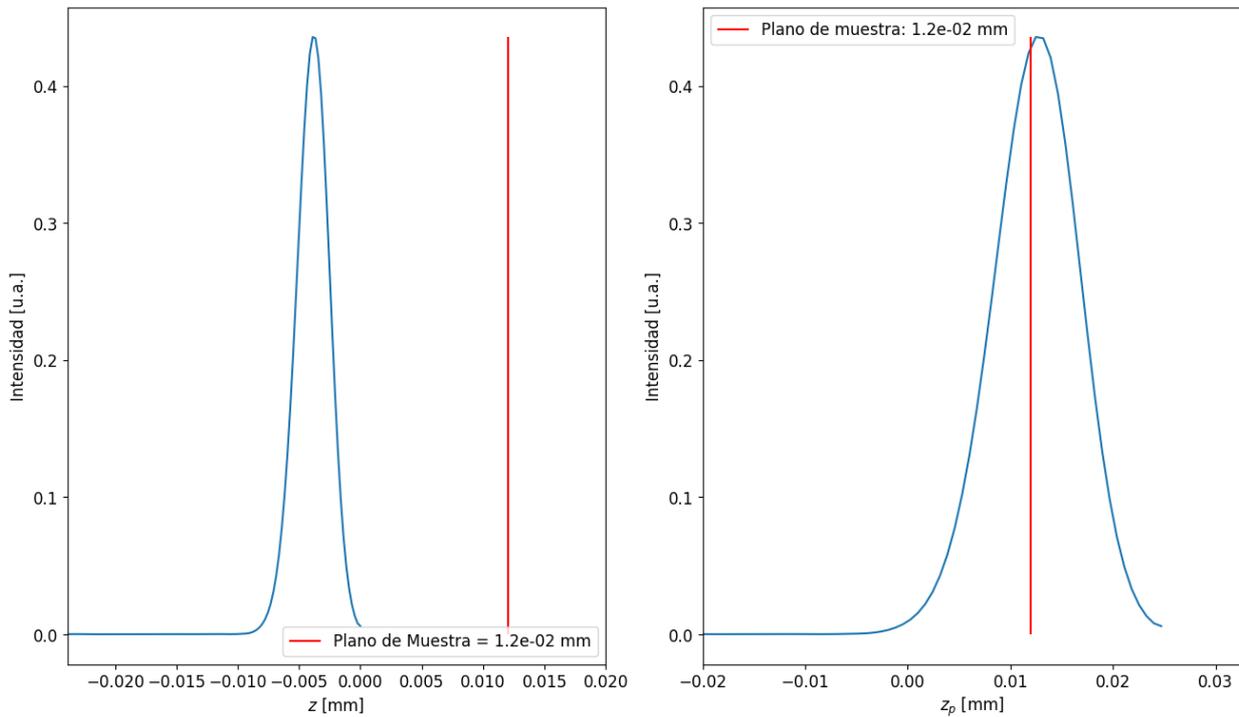


Figura 5.4: Transformada de Fourier de la señal captada por el detector en función de la posición. Puede verse que la posición del pico en el eje  $z$  no coincide con el valor real en la muestra (izq.) mientras que una vez hecha la transformación de coordenadas (der.) la posición del pico coincide con la distancia del plano de la muestra  $z_p$ .

Una vez demostrado que el pico de la señal se corresponde con la posición en la que se está enfocando la muestra, queremos realizar el procedimiento de barrido con la lente varióptica, dejando fijo el plano de la muestra, ya que, a priori, se desconoce dónde se encuentra. Se espera que la simulación esté compuesta por una sucesión de picos para las distintas dioptrías  $D$  y que el pico de mayor amplitud sea el que coincida con la posición de la muestra.

Esto lo podemos ver claramente en la figura 5.5, donde en el gráfico de la izquierda cada color representa una única medición del sensor en función de  $D$ , mientras que a la derecha se grafica la amplitud de cada pico en función de la posición. Aquí, la ubicación del máximo coincide efectivamente con el plano de muestra.

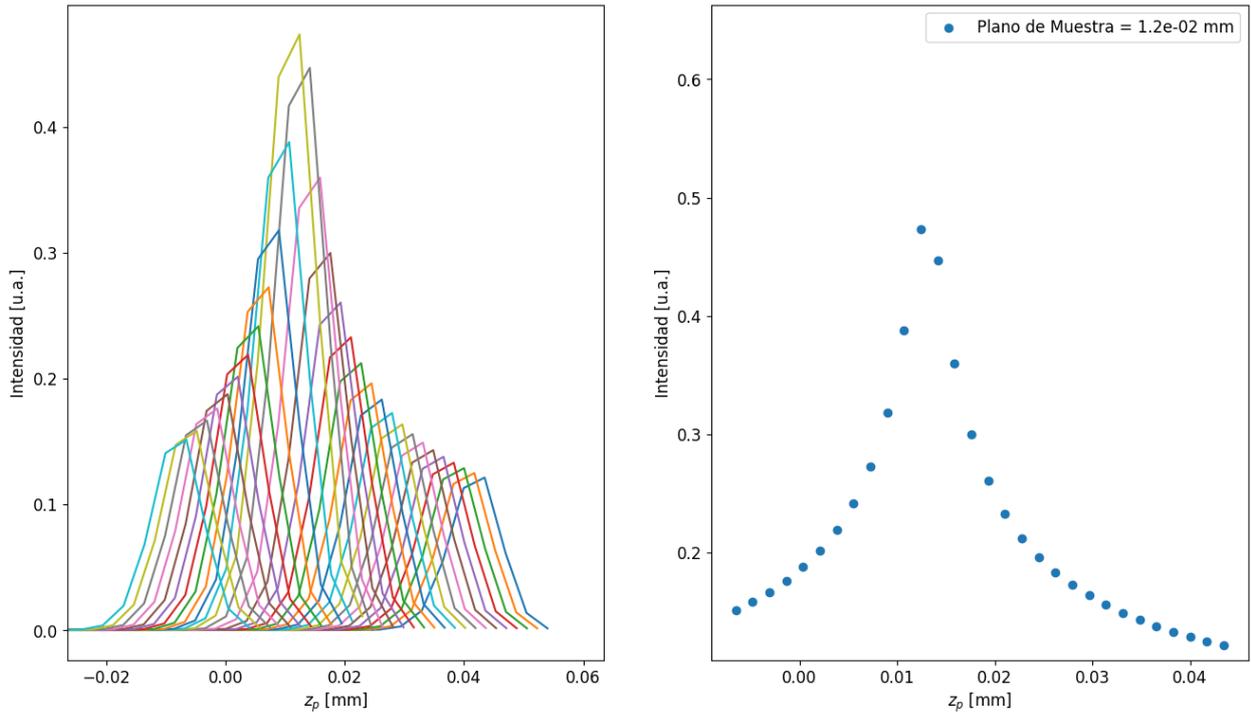


Figura 5.5: Transformada de Fourier de la señal captada por el detector en función de la posición para distintas dioptrías  $D$  (izq.) junto a la amplitud de cada pico en función de su posición (der.). Puede verse que la amplitud de los picos disminuye a medida que se alejan del plano de muestra  $z_p = 12 \mu\text{m}$ .

En la próxima sección veremos cómo se pueden optimizar los parámetros de la simulación para alcanzar una resolución óptima.

#### 5.1.4. Optimización de parámetros

En primer lugar cabe preguntarse cuál es el criterio de resolución en este trabajo, a fin de que podamos escoger parámetros que lo optimicen. Vamos a tomar entonces como medida de resolución el FWHM del gráfico de amplitud de pico en función de la posición que vimos en la figura 5.5. Para eso se decidió realizar el ajuste sobre los datos mediante una Lorentziana:

$$L(x) = a \frac{\gamma^2}{(\gamma^2 + (x - x_0)^2)} + b, \quad (5.9)$$

donde  $\gamma = \frac{1}{2}\text{FWHM}$ .

Se escogió este criterio ya que la capacidad de diferenciar dos planos reflectantes cercanos entre sí va a depender de el FWHM del ajuste a la figura de amplitud. Como la medida de resolución se basa en registrar la amplitud del pico, en lugar de la posición en el eje de la transformada de Fourier, podemos independizarnos de la longitud de coherencia, que es la medida que utiliza OCT para la resolución axial.

Se seleccionaron tres parámetros dentro de la simulación para mejorar la resolución de la técnica. Éstos fueron: la distancia focal del objetivo  $f_o$ , la distancia focal del lente del detector  $f_2$  y el radio del haz de entrada en la cintura  $w_0$ . Se decidió excluir del análisis parámetros como las distancias ( $d_1$  y  $d_2$ ) debido a que corresponden a la construcción del experimento, y quizá podrían ser motivo de análisis si hubiera una restricción en las dimensiones del interferómetro. También se excluyó del análisis la distancia focal  $f_1$  ya que como discutimos en la sección 4.3.2, el brazo de referencia puede ser omitido por completo del trazado de rayos escogiendo la distancia  $\epsilon$  apropiada. Luego, los parámetros del detector y del láser ya han sido fijados en las secciones 2.3.1 y 2.1, por lo que pueden considerarse condicionantes del experimento.

Se comenzó realizando simulaciones con distintas distancias focales  $f_2$ , como puede verse en la figura 5.7. Se observa que no hubo una diferencia considerable en el FWHM de la figura de amplitud. Sin embargo, sí se ve una mejora de resolución en la transformada de Fourier (figura 5.6), por lo que los picos son más definidos y la localización de los máximos se realiza con mayor precisión. Esto puede explicarse si se tiene en cuenta el efecto de  $f_2$  enfocando el haz difractado a la salida del espectrómetro, como vimos en la sección 2.3.2. Al reducir la distancia focal, la divergencia de los haces es mayor y las longitudes de onda centrales del espectro cubren mayor superficie del detector. Serán estas longitudes de onda las que contribuyan en mayor medida al interferograma, por lo que serán más representativas en la transformada de Fourier.

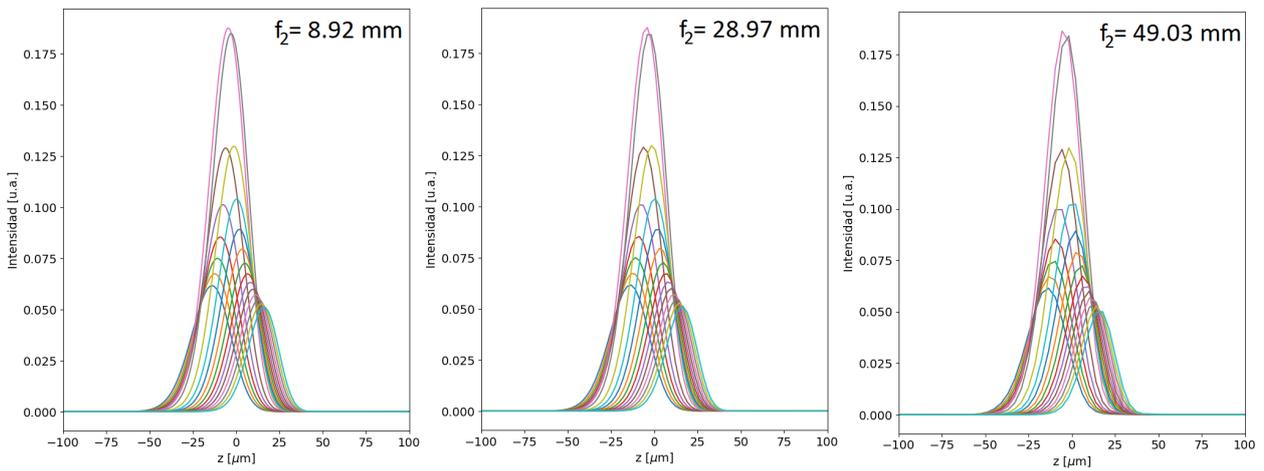


Figura 5.6: Comparación de la transformada de Fourier para distintas distancias focales  $f_2$ . Puede verse que a medida que aumenta la distancia focal se pierde definición en los picos de la transformada.

Esta ganancia se hace a expensas de perder rango de barrido dentro de la muestra. Es por esto que se escoge una distancia focal  $f_2 = 9$  mm, a modo de ejemplo, para el análisis posterior cuando se incluyan más de un plano reflectante y se pretenda discriminar entre ambos.

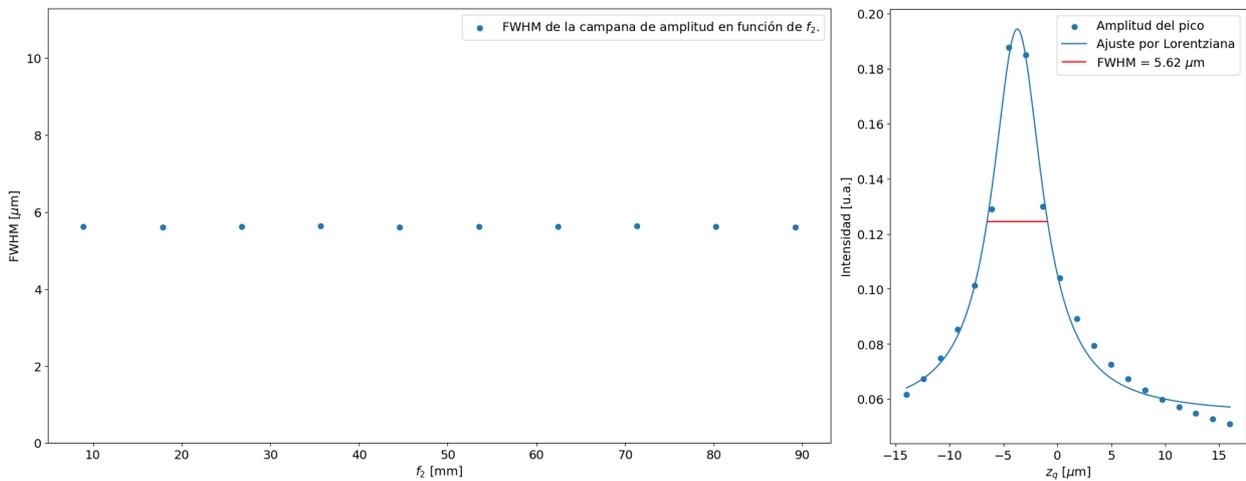


Figura 5.7: Gráfico de cómo fue la variación de FWHM de la campana de amplitud para las distintas distancias focales  $f_2$  (izq.) junto al gráfico de la amplitud para la distancia focal escogida  $f_2 = 9$  mm (der.).

Al hacer variar la distancia focal  $f_o$ , como se ve en la figura 5.8, se verifica el comportamiento esperado, teniendo en cuenta lo discutido en la secciones 1.2.1 y 1.2 respecto de la resolución de un microscopio confocal. Al disminuir la distancia focal del objetivo se aprecia claramente una reducción del FWHM, correspondiéndose con un aumento de la resolución. Se escoge entonces una distancia focal óptima de  $f_o = 1$  mm.

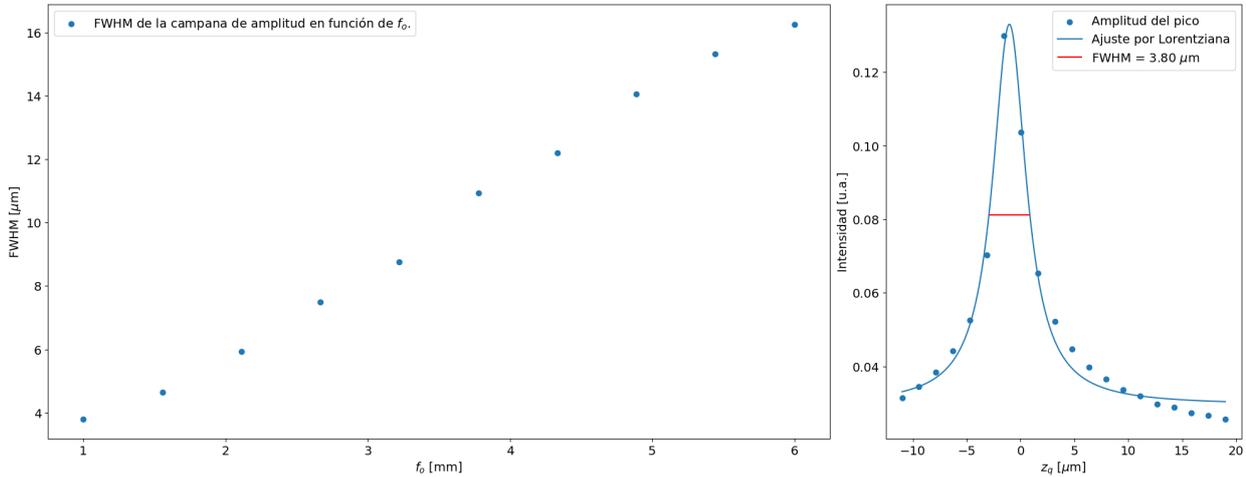


Figura 5.8: Gráfico de cómo fue la variación en FWHM de la campana de amplitud para las distintas distancias focales  $f_o$  (izq.) junto al gráfico de la amplitud para la distancia focal escogida  $f_o = 1$  mm (der.).

Al variar el radio del haz de entrada, como se ve en la figura 5.9, pudo observarse un aumento considerable en la resolución a medida que aumentaba  $w_0$ . Sin embargo, al simular para el rango de (2-4) mm, se observa que no hay una mejoría considerable.

Dicho comportamiento puede explicarse teniendo en cuenta la expresión para la resolución lateral planteada en la ecuación 1.6. En ella vemos que la resolución es proporcional a  $\frac{2f}{d}$  que en este caso sería  $\frac{2f_o}{2w} = \frac{f_o}{w_0}$  donde el radio del haz sobre el objetivo es aproximado como  $w_0$ . Luego podemos usar la equivalencia con la apertura numérica de modo que  $NA = \frac{w_0}{f_o}$  y como asumimos un medio de aire ( $n = 1$ ) tenemos que por definición  $NA = \sin(\alpha)$ , donde  $\alpha$  es el medio ángulo del cono de luz que sale del objetivo.

Tomando una distancia focal de  $f_o = 2$  mm, a medida que  $w_0$  se acerca a 2 mm la variación sobre el  $\sin(\alpha)$  es cada vez menor. Esto tiene el mismo efecto sobre la resolución.

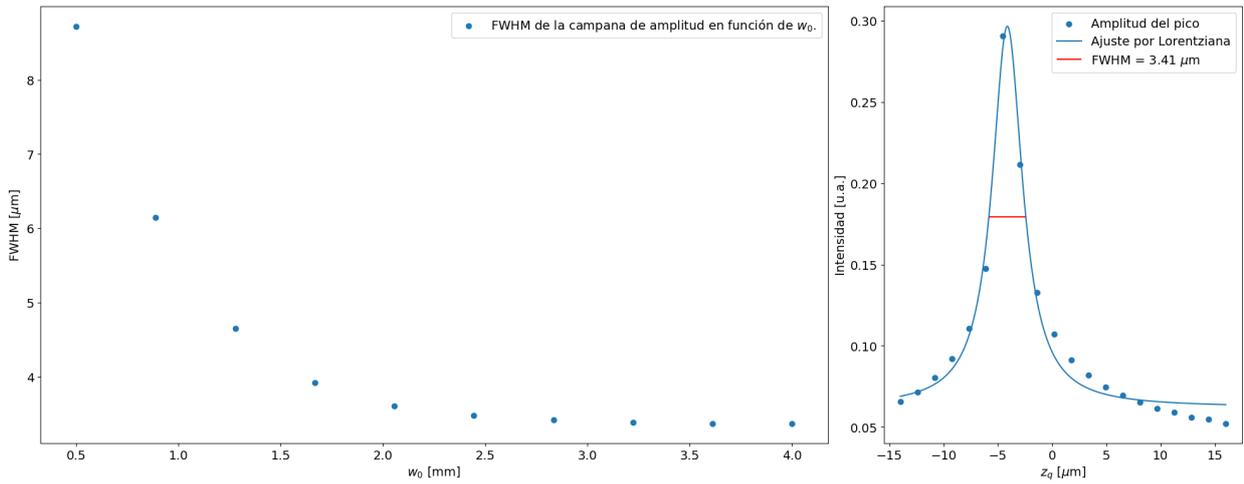


Figura 5.9: Gráfico de cómo fue la variación en FWHM de la campana de amplitud para los distintos radios  $w_0$  (izq.) junto al gráfico de la amplitud para el radio de entrada escogido  $w_0 = 2,5$  mm (der.).

En función de esto se toma como un valor razonable  $w_0 = 2,5$  mm para contemplar la posibilidad de usar objetivos con  $NA > 1$ . Este valor, junto con el de  $f_o$  merecen una discusión adicional respecto de sus limitaciones.

Tanto  $w_0$  como  $f_o$  van a estar condicionados por el objetivo que utilicemos en el experimento. En el caso de  $f_o$  es más bien obvio, ya que es directamente la distancia focal del objetivo, pero como desarrollamos en la sección 4.3.1, esta distancia focal puede ser alterada incluyendo un telescopio entre el objetivo y la lente variable. En el caso de  $w_0$  la razón es más bien técnica y tiene que ver con el diámetro de entrada del objetivo. Escoger un haz demasiado grande resultaría en la pérdida de parte de la intensidad del haz, y la consecuente disminución en la definición del interferograma. Lo mismo sucede con el telescopio: escoger una distancia focal menor traería aparejado un aumento en la magnificación del haz, desbordando la entrada del objetivo.

Por poner un ejemplo, para el objetivo montado en el microscopio multifotónico (Olympus UPlanSApo 40x, NA 0.95, para uso en aire), la apertura efectiva es de 9 mm y tiene una distancia focal de 4,5 mm. Utilizando un telescopio con magnificación 4x, para el valor escogido de  $w_0 = 2,5$  mm se alcanzaría un diámetro de 20 mm, por lo que estaría fuera del límite dado por el equipo.

En el caso de utilizar un objetivo con apertura numérica mayor, como es el caso con los objetivos de inmersión, como la profundidad de foco es proporcional a  $1/NA^2$  [37] podría aumentarse aún más el radio de entrada. Como las muestras orgánicas se encuentran sumergidas en medios acuosos, puede ponerse como ejemplo un objetivo de inmersión de agua cuyo  $NA = 1,3$ , de modo que se estaría mejorando la resolución en un 50 %.

Por estos motivos es fundamental tener en cuenta qué objetivo se va a utilizar y las dimensiones del mismo, especialmente si se necesita que el equipo sea parte de otro experimento como es el caso de nuestro microscopio multifotónico.

Habiendo escogido estos valores para mejorar la resolución y al integrarlos en una simulación, podemos ver en la figura 5.10 efectivamente la reducción en el FWHM.

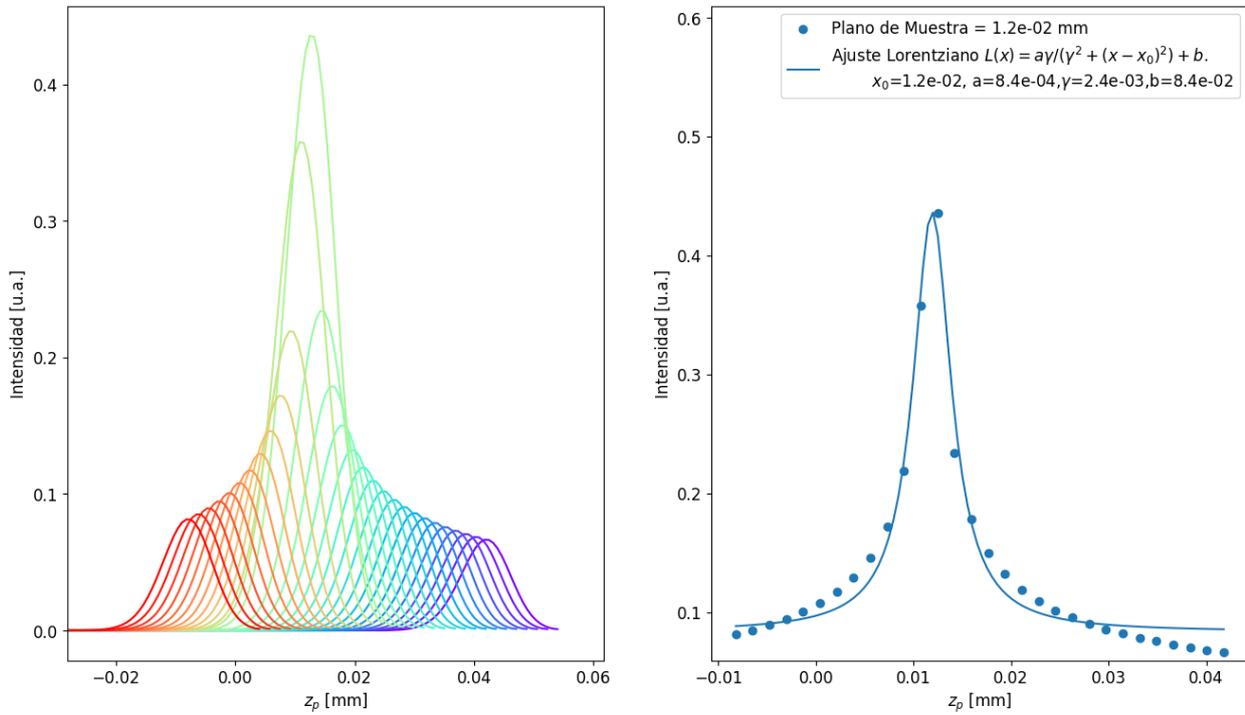


Figura 5.10: Gráfico de la transformada de Fourier para los distintos planos de barrido dado un plano de muestra en  $z_p = 12 \mu\text{m}$  (izq.) junto a la amplitud de los picos en función de su posición (der.). Se ajustó la amplitud mediante una Lorentziana y se obtuvo un ancho a media altura  $FWHM = 2\gamma = 4,8 \mu\text{m}$  para el conjunto de parámetros  $(f_2; f_o; w_0) = (9; 1; 2,5)$  mm.

Una vez obtenidos los valores que optimizan la resolución del equipo, el siguiente paso es

simular la presencia de dos planos ubicados a distancias conocidas y ver si el espectrómetro es capaz de resolverlos. Para eso se simularon dos planos ubicados a  $5 \mu\text{m}$  de distancia, como se ve en la figura 5.11. La suma se realiza en las curvas correspondientes a cada simulación con la misma dioptría  $D$ , identificadas en este gráfico con el mismo color. Puede notarse que, cuando para una dioptría uno de los planos alcanza un máximo, la curva correspondiente para el otro plano es mucho más baja en amplitud, lo que permite que la suma discrimine los planos.

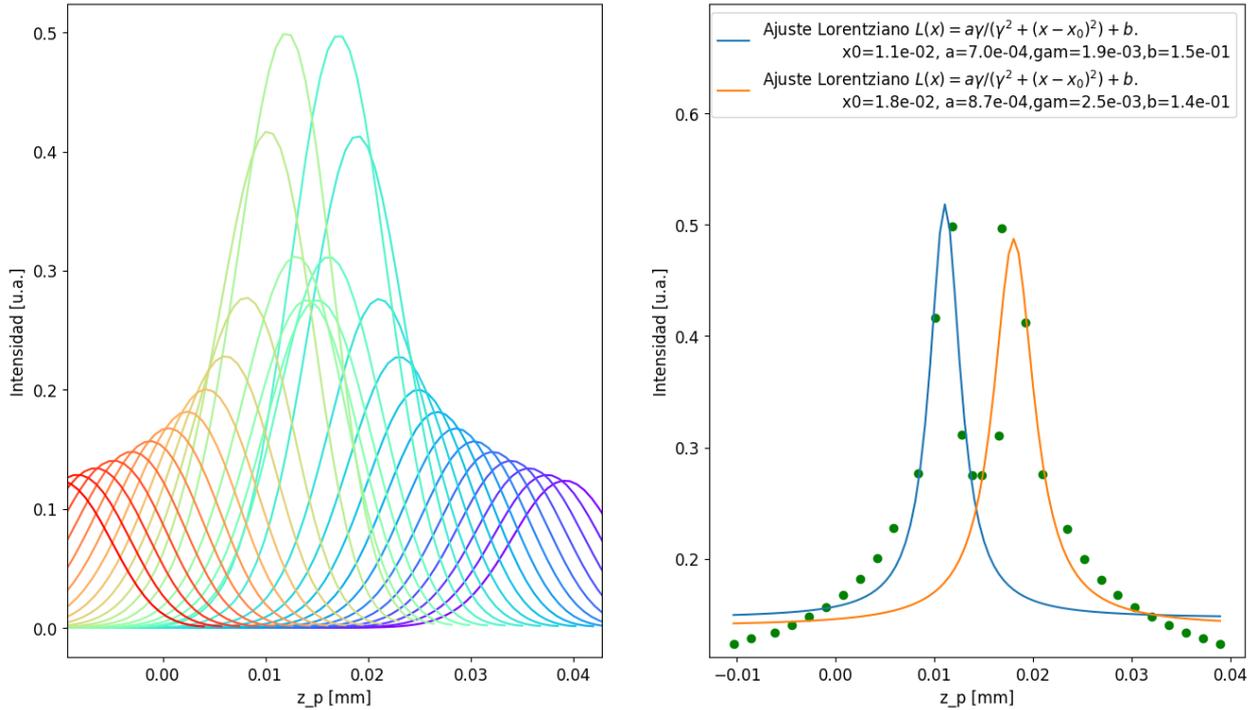


Figura 5.11: Gráfico de la transformada de Fourier para los distintos planos de barrido dados dos planos de muestra en  $z_p = 12 \mu\text{m}$  y  $z_p = 17 \mu\text{m}$  (izq.) junto a la amplitud de los picos en función de su posición (der.). Puede verse que para el conjunto de parámetros  $(f_2; f_o; w_0) = (9; 1; 2,5)$  mm la simulación es capaz de resolver dos picos y al ajustarlos por dos lorentzianas se puede ubicar su posición.

Efectivamente, vemos que para los valores escogidos el experimento es capaz de detectar correctamente dos planos separados por  $5 \mu\text{m}$ , mientras que el ajuste con dos Lorentzianas predicen correctamente la posición de los planos. Veamos ahora el límite de resolución para los casos de  $1 \mu\text{m}$ ,  $3,5 \mu\text{m}$  y  $4,5 \mu\text{m}$  de separación en las figuras 5.12, 5.13 y 5.14.

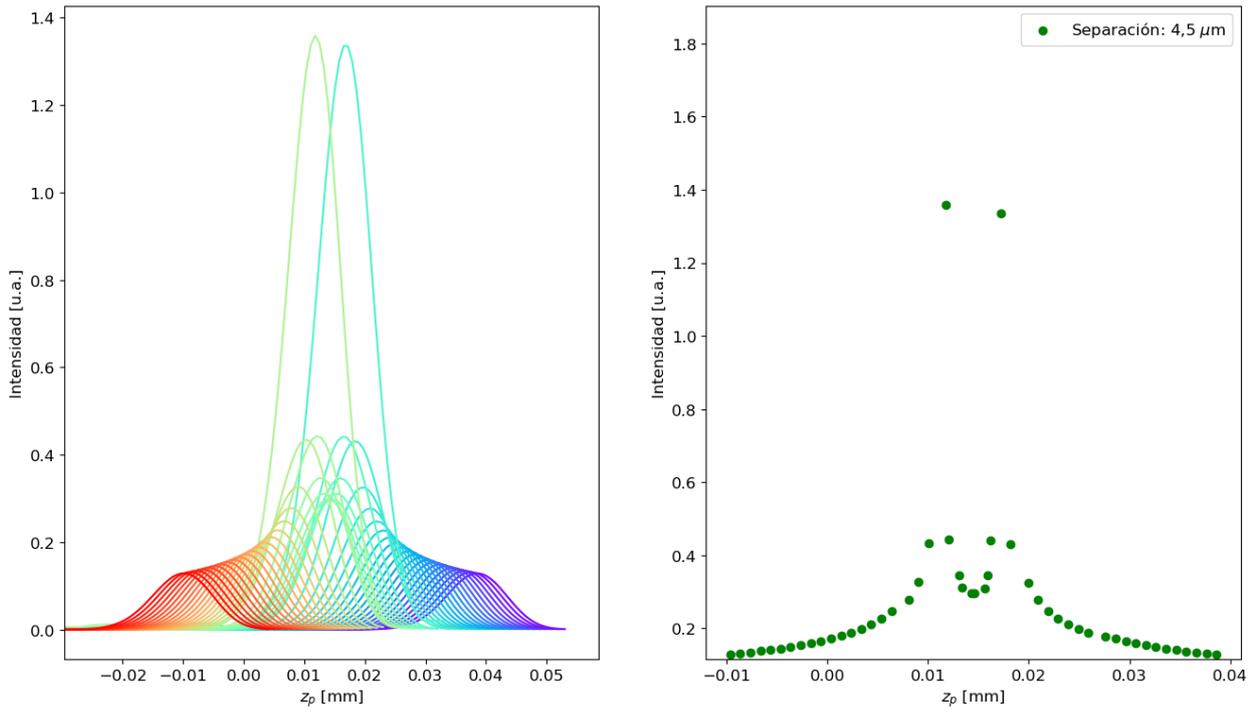


Figura 5.12: Gráfico de la transformada de Fourier para los distintos planos de barrido dados dos planos de muestra en  $z_p = 12 \mu\text{m}$  y  $z_p = 16,5 \mu\text{m}$  (izq.) junto a la amplitud de los picos en función de su posición (der.).

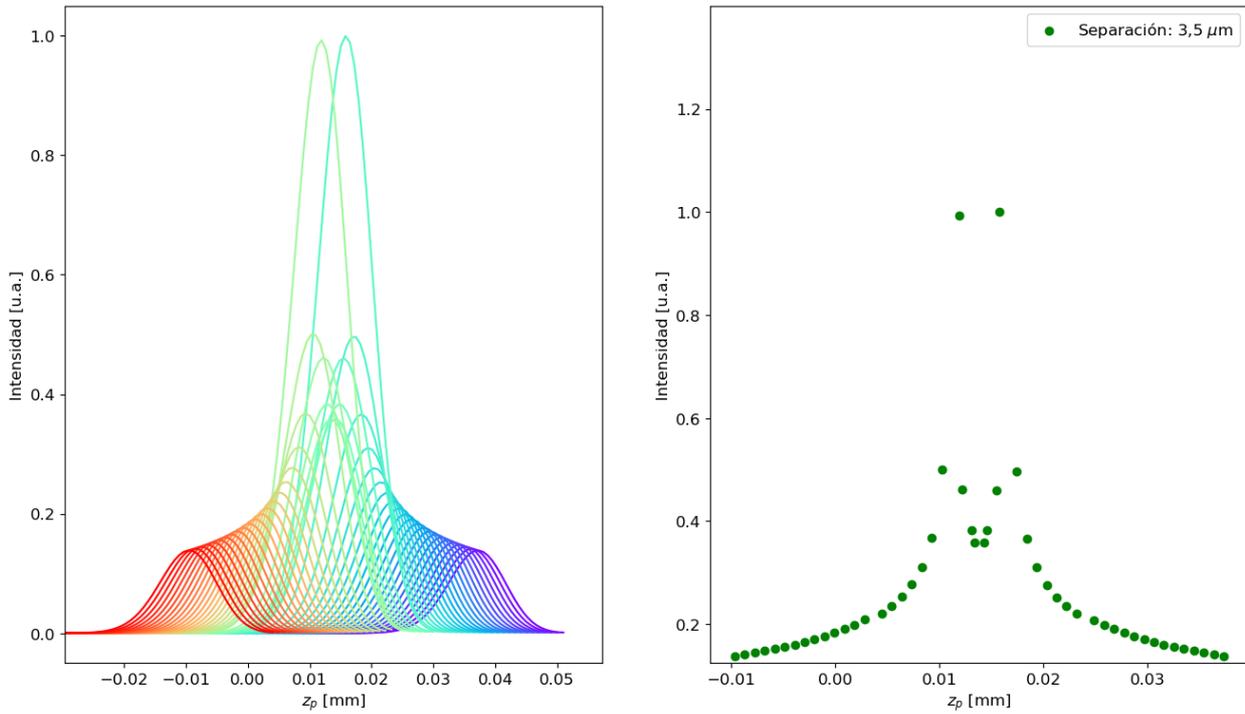


Figura 5.13: Gráfico de la transformada de Fourier para los distintos planos de barrido dados dos planos de muestra en  $z_p = 12 \mu\text{m}$  y  $z_p = 15,5 \mu\text{m}$  (izq.) junto a la amplitud de los picos en función de su posición (der.). A comparación de los planos separados en  $4,5 \mu\text{m}$ , la superposición de los picos resulta mayor y los máximos son menos prominentes.

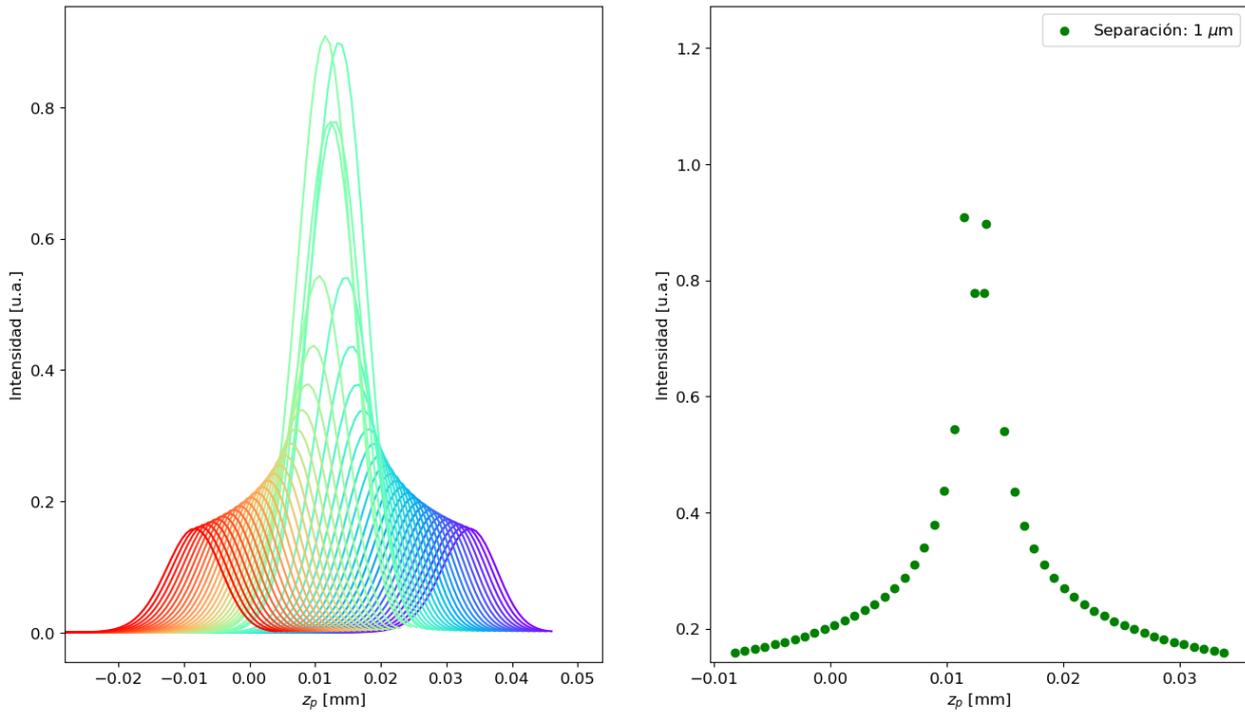


Figura 5.14: Gráfico de la transformada de Fourier para los distintos planos de barrido dados dos planos de muestra en  $z_p = 12 \mu\text{m}$  y  $z_p = 13 \mu\text{m}$  (izq.) junto a la amplitud de los picos en función de su posición (der.). En esta simulación la separación entre los picos es apenas discernible, pudiendo considerarse el límite de resolución del experimento.

Podemos ver que a medida que los planos se acercan la diferencia entre los picos se hace apenas discernible, al punto de que para  $1 \mu\text{m}$  podría decirse que encontramos un límite de resolución a la simulación.



# Capítulo 6

## Conclusiones

El desarrollo de esta tesis puede resumirse en dos etapas bien marcadas. En primer lugar, se introdujo y caracterizó el equipo presente en el laboratorio y se propuso la construcción de una fuente de solitones sintonizable cuyo espectro podría construirse a partir de la variación en amplitud por parte de un modulador acústico-óptico. La caracterización del modulador presente en el laboratorio evidenció limitaciones que lo hicieron no apto para la aplicación que se había propuesto originalmente. Ante este inconveniente se optó por renovar el enfoque y plantear el diseño de un experimento que aprovecharía, no sólo el interferómetro y espectrómetro ya construido, sino que también buscaría integrar el microscopio multifotónico con OCT y mejorar la resolución de este último.

Con esto en mente se propuso el experimento de OCT Confocal, donde el barrido en dioptría de una lente varióptica en conjunto con el objetivo, permitiría mejorar la resolución axial propia de OCT dada la longitud de coherencia del haz de Ti:Za. Se propuso el formalismo teórico de las matrices ABCD extendidas para incluir la dispersión angular producto del espectrómetro. Este formalismo se utilizó para modelar la totalidad del experimento, haciendo hincapié en el diseño y los parámetros que optimizaron su resolución.

Se buscó también arribar a expresiones analíticas en base a este formalismo, y se alcanzó exitosamente a describir la intensidad de cada brazo del interferómetro así como del patrón de interferencia resultante.

Para la parte final se optó por una simulación computacional haciendo uso de lo desarrollado

en forma teórica. Se utilizó el lenguaje de código abierto Python y se emuló el comportamiento del interferómetro haciendo uso de las matrices ABCD y de haces Gaussianos, de modo que puede ser adaptado fácilmente a cualquier sistema óptico. También se simuló exitosamente el funcionamiento del espectrómetro y queda como posible trabajo futuro hacer una descripción del detector que tenga en cuenta la velocidad de adquisición y capacidades de barrido de la lente varióptica.

Luego se continuó la simulación con un protocolo de adquisición y procesamiento de la señal mediante FFT, y se demostró que el barrido en dioptría permite detectar la posición de una muestra cuando se compara la amplitud de los picos en lugar de su ancho. Dicho barrido y posterior análisis dio pie a la optimización de tres parámetros de control ( $f_2$ ,  $f_o$  y  $w_0$ ), y la posterior discusión acerca de las limitaciones de  $f_o$  y  $w_0$  al llevarlos a una aplicación real.

Finalmente, una vez seleccionados los parámetros óptimos se hizo una prueba que alcanzó una resolución máxima de  $1 \mu\text{m}$ , superando a la resolución teórica de  $9 \mu\text{m}$  que se obtendría únicamente con el láser de Ti:Za. Este resultado sugiere que tan solo con la implementación de una lente de barrido y escogiendo los parámetros de optimización correctos es posible integrar un sistema de OCT Confocal a un microscopio multifotónico cuya resolución supere ampliamente la de los componentes individuales.

Queda como trabajo futuro la construcción de este experimento en el laboratorio para lograr un sistema de microscopía en tres dimensiones con la resolución axial de OCT Confocal y la resolución lateral de un microscopio multifotónico.

# Apéndice A

## Procedimiento alineación Ti:Za

1. Verificar que el encendido largo del láser haya finalizado. Una vez hecho esto, usar el menú del Verdi para setearlo en modo Current Control en alrededor de 10 A (modo baja potencia, aprox. 0,03 W).
2. Colocar el periscopio superior (Ps) frente a la salida del Verdi y en forma aproximada hacer que descienda perpendicular a la mesa óptica. Luego usando algún elemento a escuadra (por ejemplo una torreta de aluminio rectificada) se verifica que sea perpendicular en dos direcciones viendo que no proyecte sombra sobre la mesa.
3. Se coloca el periscopio inferior (Pi) y se ajusta de modo que vaya paralelo a la mesa (Anexo I : 1) y en la dirección marcada en la mesa.
4. Se coloca el espejo E1 en la intersección de los dos segmentos marcados en la mesa. Es importante que el spot del Verdi se refleje en el espejo exactamente en la intersección. Una vez fijado E1 se ajusta para que el haz sea paralelo a la mesa y que vaya en la dirección marcada, a través del porta lente del NANO-MAX.
5. Se coloca el cristal de Ti:Za en su soporte refrigerado y se lo rota hasta que su primera reflexión sea en ángulo de Brewster (Anexo I : 2).
6. Se coloca una tarjeta lejos detrás del cristal y se marca la posición del spot. Luego se coloca la lente L en el NANO-MAX y se ajustan los posicionadores XY hasta que el spot coincida con la marca. Luego de este paso debería comenzar a fluorecer el cristal.

7. Se colocan los espejos M1 y M2 sobre los posicionadores a un lado y otro del cristal, ajustando ambos para que sean paralelos a la mesa. El M2 se lo apunta en la dirección de la salida y se lo ajusta de modo que pase a través del iris I. El M1 se lo apunta de modo que el spot se refleje en la dirección marcada en la mesa.
8. Se coloca el espejo de Salida y el filtro V frente a la apertura de la caja. El espejo de Salida debe colocarse para que el haz vuelva sobre sí mismo (Anexo I : 3), pasando a través del iris I.
9. Al final del recorrido del M1 se coloca LF y se lo ajusta paralelo a la mesa en dirección a Aux-S aprovechando el pequeño spot del Verdi. Se ajusta Aux-S paralelo a la mesa y de modo que vuelva sobre sí mismo.
10. Se ajusta el posicionador en z de M2 hasta que se enfoque la fluorescencia en el espejo de salida. Ahora se ajusta el posicionador en Z del NANO-MAX para enfocar en el mismo plano.
11. Para enfocar el posicionador en z de M1 se ve en Aux-S que tenga una figura en forma de estrella fugaz con el spot del Verdi en su centro.

### **CHECKPOINT**

Si está todo en condiciones, debería empezar a lasear en continua al aumentar la potencia.

Verifique que todos los pasos se hayan completado.

12. Pasar el Verdi a modo Light Control y aumentar la potencia de 5 W. Verificar que a la salida de la caja se vea un spot rojo y que ingrese en el medidor de potencia. En este procedimiento se usará el medidor mediante filtro instalado junto a la caja. Asegurarse que el spot llegue hasta allí sin recortarlo.
13. Ahora hay que optimizar la potencia del láser en la cavidad auxiliar (M1 - Aux-S, M2 - Salida). Para eso se ajustan los tornillos de Aux-S y Salida en complemento con el posicionador en z de M2 y M1. **ADVERTENCIA:** Los tornillos de M1 y M2 no vuelven a tocarse.
14. La forma de optimizarlo es ajustando en los pares M1 - Aux-S, M2 - Salida en forma cíclica hasta que la potencia llegue a 12 mW (filtro mediante).

15. Ahora hay que armar la cavidad extendida. Se coloca el posicionador del prisma P1 de modo que avance perpendicular a la línea marcada en la mesa. Luego se coloca encima P1 y se lo rota para colocarlo en ángulo de Brewster respecto a la fluorescencia que viene de M1. Una vez hecho esto se hace entrar levemente el prisma de modo de que refracte pero que no se pierda el láser.
16. Se ve la posición donde P1 refracta la fluorescencia y se coloca el espejo F1 paralelo a la mesa.
17. Se coloca perpendicular a la dirección de F1 el posicionador del prisma P2 y luego a éste encima en ángulo de Brewster.
18. Se ve la posición donde P2 refracta la fluorescencia y se coloca el espejo F2 paralelo a la mesa.
19. Se verifica que F2 refleje por el mismo camino el spot. Usando una pantalla fuera de la caja puede verse que van a aparecer dos spots: uno de la cavidad auxiliar y otro de la extendida. Se ajusta F2 para que ambos coincidan y pueda verse un máximo de intensidad. Puede moverse a P1 de modo que la intensidad sea mínima a menos que ambas cavidades sean colineales.
20. Luego se debe introducir P1 al menos  $\frac{1}{4}$  de su largo. Aquí probablemente se pierda el láser, pero debería recuperarse ajustando el posicionador en z de M1.

### **CHECKPOINT**

Si está todo en condiciones, debería empezar a lasear en continua en la cavidad extendida y perderse al obstruirse. Verifique que todos los pasos se hayan completado.

21. Ahora hay que optimizar la potencia del láser en la cavidad extendida (M1 - F2, M2 - Salida) en forma análoga al paso 13. La idea es llegar a los 8 mW de potencia, y puede complementarse con el Z del NANO-MAX. Hay que tener especial cuidado porque pueden surgir máximos locales de potencia (dando la impresión de que no es posible mejorar la potencia). En tal caso, pueden retocarse un poco los posicionadores de P1 y P2, o también moverse del máximo en alguno de los espejos de las cavidades y explorar el espacio de variables en el resto.

22. Hay que montar el sistema de monitoreo del espectro. Detrás de F1 se colocan E2 y E3 de modo que el haz llegue al detector del espectrómetro. Ajustar para que de en el centro del detector y conectarlo a la computadora, abriendo el programa de Ocean Optics. Lo ideal es un espectro Gaussiano centrado en 800 nm con un FWHM de aprox. 30 nm. **ADVERTENCIA:** en el programa de Ocean Optics hay que ajustar el Tiempo de Integración para que no sature y ver el verdadero espectro.
23. Ahora hay que pulsarlo. Se monta detrás de F2 el detector que va al osciloscopio para ver los pulsos de modo que el haz de en el centro del detector. Lo ideal sería que el detector vea la potencia del láser en continua como un offset respecto del cero.
24. Moviendo el posicionador en z de M2 hacia delante (acercando M2 al cristal) se busca bajar la potencia del láser en continua. En un momento la línea en el detector se volverá inestable, de no ser así retocar el posicionador en z de M1. Si la línea base presenta ruido se logra el pulsado moviendo el posicionador del P1 rápidamente (lo conveniente es no mover el tornillo, sino tomar el posicionador y moverlo manualmente en contra de la acción del resorte). Esto debería bastar para pulsarlo, de no ser así ajustar el espejo de Salida cosa de estabilizarlo.
25. Una vez que está pulsando es cuestión de optimizar la potencia, buscando mantener la estabilidad y el espectro controlados. Para eso hay que controlar a la vez el espectrómetro y el osciloscopio, cuidando de que aumentar la potencia no signifique darle más a la continua. Una potencia de trabajo aceptable estará por encima de los 5,5 mW. La potencia se optimiza con los espejos igual que en el paso 20 y el espectro se controla además con la posición de los prismas P1 y P2. También con éstos últimos se controla que no haya interferencia por parte de pulsos múltiples.





# Apéndice B

## Protocolo de encendido y apagado

### Ti:Za

#### **B.1. Encendido en Frío**

1. Conectar el cooler en la parte posterior del Verdi.
2. Encender la bomba refrigerante.
3. Verificar que la llave del panel frontal esté en posición Stand-By.
4. Encender el panel trasero del Verdi.
5. Esperar a que alcance la temperatura operativa ( 30'). El display frontal tiene que decir "All servos locked".
6. Configurar la potencia deseada y pasar la llave a On.
7. Abrir el shutter y dejar que caliente el cristal ( 10').

#### **B.2. Encendido Diario**

1. Encender la bomba refrigerante.
2. Configurar la potencia deseada y pasar la llave a On.

3. Abrir el shutter y dejar que caliente el cristal ( 10’).

### **B.3. Apagado**

### **Diario**

1. Cerrar el shutter y pasar la llave a la posición Stand-By.
2. Apagar la bomba refrigerante.

### **B.4. Apagado**

### **Total**

1. Cerrar el shutter y pasar la llave a la posición Stand-By.
2. En el Menú buscar la opción “LBO Settings”. Pasarlo a modo de enfriamiento.
3. Esperar a que la temperatura descienda por debajo de los 30° ( 50’).
4. Apagar la bomba refrigerante.
5. Apagar el panel trasero del Verdi.
6. Desconectar el cooler en la parte posterior del Verdi.

# Apéndice C

## Apéndice Computacional

### C.1. Funciones

### Auxiliares

```
import sympy as sym
from scipy.fft import fft , fftfreq
import numpy as np
```

```
def matrix_gen2X2(A,B,C,D):
    M=sym.Matrix ([[A, B], [C, D]])
    return M
```

```
def matrix_propagation(d):
    P=matrix_gen2X2(1,d,0,1)
    return P
```

```
def matrix_lens(f):
    L=matrix_gen2X2(1,0,-1/f,1)
    return L
```

```
def matrix_grating(r):
    M=matrix_gen2X2(r,0,0,1/r)
```

```
return M
```

```
def subs(g,d):  
    s=tuple(g.free_symbols)  
    s=[str(k) for k in s]  
    gSubs=sym.lambdify([s], g)  
    local_d=[]  
    for j in s:  
        local_d.append(d.get(j))  
  
    return gSubs(local_d)
```

```
def I0(p):  
    k=p.get("k")  
    lambda0=p["lambda0"]  
    fwhm=p.get("fwhm")  
    k0=2*np.pi/lambda0  
    delta_k=np.pi*fwhm/(np.sqrt(np.log(2))*lambda0**2)  
  
    I0=np.exp(-((k-k0)/delta_k)**2)/(delta_k*np.sqrt(np.pi))  
    return I0
```

```
def F0(p):  
    k=p.get("k")  
    lambda0=p.get("lambda0")  
    theta1=p.get("theta1")  
    d=p.get("d")  
    k0=2*np.pi/lambda0  
    theta2=np.arcsin(2*np.pi/(k*d)-np.sin(theta1))  
  
    F0=-2*np.pi*(k-k0)/(d*k**2*np.cos(theta2))
```

```

    return F0

def input_ray(central , rango , fwhm , puntos ):
    k0=2*np . pi / central
    kfactor=np . pi / np . sqrt ( np . log ( 2 ))
    krange=kfactor*fwhm/central**2

    k=np . linspace ( k0-rango*krange , k0+rango*krange , puntos )
    return k

def transform_fourier ( signal , x ):
    transform_y=fft ( signal )
    transform_x=fftfreq ( len ( x ) - 1 , np . diff ( x ) ) [ : len ( x ) // 2 ]
    graphic_y=2.0/len ( x ) * np . abs ( transform_y [ 0 : len ( x ) // 2 ])

    return transform_x , graphic_y

def lorentzian ( x , x0 , a , gam , b ):
    return a * gam / ( gam**2 + ( x - x0 )**2 ) + b

```

## C.2. Clases

### C.2.1. RayTrancing

```

class RayTracing :
    def __init__ ( self , M ):
        self . M = sym . nsimplify ( M )
        self . w0 = sym . symbols ( 'w0' , real=True , positive=True )
        self . k = sym . symbols ( 'k' , real=True , positive=True )

        self . K = ( self . k * self . w0**2 ) ** ( - 1 )

```

```

self.q=self.q()
self.re=self.re()
self.im=self.im()

def q(self):
    q0=sym.I/(2*self.K)

    A=self.M[0,0]
    B=self.M[0,1]
    C=self.M[1,0]
    D=self.M[1,1]

    q=(A*q0+B)/(C*q0+D)
    return sym.factor(q)

def re(self):
    re=sym.factor(self.q.as_real_imag()[0])
    return re

def im(self):
    im=sym.factor(self.q.as_real_imag()[1])
    return im

def modulo2(self):
    modulo2=sym.factor(self.re**2+self.im**2)
    return modulo2

def w(self):
    inv=(1/self.q).as_real_imag()
    w=sym.factor(sym.sqrt(-2/(self.k*inv[1])))
    return w

```

```

def phi0(self ,d):
    phi0=sym.simplify(self.k*d)
    return phi0

def phi1(self):
    phi1=sym.simplify(sym.atan(-2*self.M[0,1]*self.K/self.M
        [0,0])/2)
    return phi1

```

### C.2.2. Intensity

```

class Intensity:
    def __init__(self ,Brazo ,lenght):
        self.l=lenght
        self.Brazo=Brazo

        self.w=self.Brazo.w()
        self.re=self.Brazo.re()
        self.im=self.Brazo.im()
        self.modulo2=self.Brazo.modulo2()
        self.phi0=self.Brazo.phi0(self.l)
        self.phi1=self.Brazo.phi1()

    def F0_(self ,p):
        k=p.get("k")
        lambda0=p.get("lambda0")
        k0=2*np.pi/lambda0
        theta1=34*np.pi/180
        d=1/1400
        theta2=np.arcsin(2*np.pi/(k*d)-np.sin(theta1))

```

```

F0=-2*np.pi*(k-k0)/(d*k**2*np.cos(theta2))
return F0

```

```

def I_0(self ,p):
    k=p.get("k")
    lambda0=p["lambda0"]
    fwhm=p.get("fwhm")
    k0=2*np.pi/lambda0
    delta_k=np.pi*fwhm/(np.sqrt(np.log(2))*lambda0**2)

    I0=np.exp(-((k-k0)/delta_k)**2)/(delta_k*np.sqrt(np.pi))
return I0

```

```

def I_(self ,p):
    k=p.get("k")
    w0=p.get("w0")
    f2=p.get('f2')
    xout=self.F0_(p)*f2
    x0=p.get('x0')
    xrange=p.get('xrange')
    xpoints=p.get('xpoints')
    wratio=w0/subs(self.w,p)
    modulo2=subs(self.modulo2,p)
    im=subs(self.im,p)

    x=np.linspace(x0-xrange,x0+xrange,xpoints)
    I=np.zeros(len(x))

    for i in range(len(x)):
        I[i]=self.I_0(p)*wratio*np.exp(-k*im*(x[i]-xout)**2/
            modulo2)

```

```
return I
```

```
def fase_(self ,p):  
    k=p.get("k")  
    f2=p.get("f2")  
    xout=self.F0_(p)*f2  
    x0=p.get('x0')  
    xrange=p.get('xrange')  
    xpoints=p.get('xpoints')  
  
    modulo2=subs(self.modulo2 ,p)  
    re=subs(self.re ,p)  
    phi0=subs(self.phi0 ,p)  
    if(p.get("zp")==0 or self.Brazo.M[0,0]==0):  
        phi1=np.pi/4  
    else:  
        phi1=subs(self.phi1 ,p)  
  
    x=np.linspace(x0-xrange ,x0+xrange ,xpoints)  
    fase=np.zeros(len(x))  
  
    for i in range(len(x)):  
        fase[i]=-phi1-phi0-re*k*(x[i]-xout)**2/(2*modulo2)  
    return fase
```

### C.2.3. Interference

```
class Intensity:  
    def __init__(self ,Brazo ,lenght):  
        self.l=lenght #largo del brazo (simbolico)  
        self.Brazo=Brazo #objeto RayTracing
```

```

self.w=self.Brazo.w()
self.re=self.Brazo.re
self.im=self.Brazo.im
self.modulo2=self.Brazo.modulo2()
self.phi0=self.Brazo.phi0(self.l)
self.phi1=self.Brazo.phi1()

```

```

def I_(self ,p):
    k=p.get("k")
    w0=p.get("w0")
    f2=p.get('f2')
    x0=p.get('x0')
    xrange=p.get('xrange')
    xpoints=p.get('xpoints')

    xout=F0(p)*f2
    wratio=w0/subs(self.w,p)
    modulo2=subs(self.modulo2,p)
    im=subs(self.im,p)

    x=np.linspace(x0-xrange,x0+xrange,xpoints)
    I=np.zeros(len(x))

    for i in range(len(x)):
        I[i]=I0(p)*wratio*np.exp(-k*im*(x[i]-xout)**2/modulo2)
    return I

```

```

def fase(self ,p):
    k=p.get("k")
    f2=p.get("f2")
    x0=p.get('x0')

```

```

xrange=p.get('xrange')
xpoints=p.get('xpoints')

xout=F0(p)*f2
modulo2=subs(self.modulo2,p)
re=subs(self.re,p)
phi0=subs(self.phi0,p)

if(p.get("Zp")==0 or self.Brazo.M[0,0]==0):
    phi1=np.pi/4
else:
    phi1=subs(self.phi1,p)

x=np.linspace(x0-xrange,x0+xrange,xpoints)
fase=np.zeros(len(x))

for i in range(len(x)):
    fase[i]=-phi1-phi0-re*k*(x[i]-xout)**2/(2*modulo2)
return fase

```

```

class Interference:

```

```

    def __init__(self,Ir,Im,parametros):

```

```

        self.IR=Ir

```

```

        self.IM=Im

```

```

        self.p=parametros

```

```

    def linterf_(self):

```

```

        linterf=2*np.sqrt(self.IR.I_(self.p)*self.IM.I_(self.p))*

```

```

            np.cos(self.IR.fase(self.p)-self.IM.fase(self.p))

```

```

        return linterf

```

```

def Itotal_(self):
    Itotal=self.IR.I_(self.p)+self.IM.I_(self.p)+self.Iinterf_
        ()
    return Itotal

```

## C.2.4. OCT

```

class OCT:

```

```

    def __init__(self):
        # DEFINICION DE PARAMETROS SIMBOLICOS
        d2,d3=sym.symbols('d(2:4)',real=True,positive=True)
        self.L,self.fo,f2,self.Zp=sym.symbols('Lfo_f2_Zp',real=
            True,positive=True)
        self.D=sym.symbols('D',real=True)
        delta=sym.symbols('delta',real=True,positive=True)
        self.Zm=self.fo*(1-self.fo*self.D)

        # DEFINICION MATRICES RAY TRACING
        L2=t.matrix_lens(f2)
        VarLens=t.matrix_lens(1/self.D)
        Obj=t.matrix_lens(self.fo)

        P2=t.matrix_propagation(d2)
        P3=t.matrix_propagation(d3)
        Pf2=t.matrix_propagation(f2)
        Pfo=t.matrix_propagation(self.fo)

        R=t.matrix_grating(1)

        # CALCULO BRAZOS SIMPLIFICADOS INTERFEROMETRO
        ## MATRICES AUXILIARES
        M_l2=Pf2*L2*Pf2

```

```

## BRAZOS
M_r=sym.simplify(M_l2*R)

M_m=t.matrix_gen2X2(2*f2*self.Zp/self.fo**2,f2*(2*delta*
    self.Zp-self.fo**2)/self.fo**2,
                    (-2*delta*self.Zp+self.fo**2)/(f2*self
                    .fo**2),2*delta*(self.fo**2-delta*
                    self.Zp)/(f2*self.fo**2))

self.S=Obj*Pfo*VarLens*P3*P2
self.Brazo_M=rt.RayTracing(M_m)
self.Brazo_R=rt.RayTracing(M_r)

self.largoRef=2*self.L
self.largoMuestra=2*(self.L-self.fo**2*self.D+self.Zp)

self.I_referencia=self.I_out("r")
self.I_muestra=self.I_out("m")

def I_out(self,brazo):
    if brazo=="m":
        I_out=inter.Intensity(self.Brazo_M,self.largoMuestra)
    elif brazo=="r":
        I_out=inter.Intensity(self.Brazo_R,self.largoRef)
    return I_out

def foco(self):
    d=sym.symbols('d',real=True)

```

```

Brazo_S=rt.RayTracing(self.S)
q1=Brazo_S.q
q2=q1+d

cintura=sym.solve((1/q2).as_real_imag()[0],d)[0]

return cintura

```

```

def zr(self, temp_dict):
    k=sym.symbols('d_k', real=True)
    cintura=self.foco()
    P_cintura=t.matrix_propagation(cintura)
    Brazo_cintura=rt.RayTracing(P_cintura*self.S)

    zr=inter.subs(k*Brazo_cintura.w() $**2/2$ , temp_dict)
    return zr

```

```

def W_zp(self, brazo, zp, temp_dict):
    if brazo=="m":
        W=self.Brazo_M.w()
    elif brazo=="r":
        W=self.Brazo_R.w()

    W_zp=np.zeros(len(zp))

    for i in range(len(zp)):
        temp_dict["Zp"]=zp[i]
        W_zp[i]=inter.subs(W, temp_dict)

```

```
return W_zp
```

```
def Wk(self , brazo , k , temp_dict ):
```

```
    if brazo=="m":
```

```
        W=self.Brazo_M.w()
```

```
    elif brazo=="r":
```

```
        W=self.Brazo_R.w()
```

```
Wk=np.zeros(len(k))
```

```
for i in range(len(k)):
```

```
    temp_dict["k"]=k[i]
```

```
    Wk[i]=inter.subs(W,temp_dict)
```

```
return Wk
```

```
def lc(self , temp_dict ):
```

```
lc=2*np.log(2)*temp_dict["lambda0"]**2/(np.pi*temp_dict["fwhm"])
```

```
return lc
```

```
def lambdaDetector(self , x , temp_dict ):
```

```
    Lambda_d=np.zeros(len(x))
```

```
for j in range(len(x)):
```

```
    Lambda_d[j]=(j-len(x)/2)*temp_dict["sizePx"]*temp_dict["d"]*np.sqrt(1-(np.sin(temp_dict["theta1"])-
```

```

temp_dict["lambda0"] / temp_dict["d"])) ** 2) / temp_dict["f2"] + temp_dict["lambda0"]

k_d = (2 * np.pi / temp_dict["lambda0"]) * (1 - (Lambda_d - temp_dict["lambda0"]) / temp_dict["lambda0"])
return k_d

def interferencia(self, k, x, temp_dict):
    I_k = np.zeros([len(k), len(x)])
    for j in range(len(k)):
        temp_dict["k"] = k[j]
        I_k[j] = inter.Interference(self.I_referencia, self.I_muestra, temp_dict).I_interf_()
        if j % 10 == 0:
            print(f'Completo_{j * 100 / len(k) : .2 f} %')

    return I_k

def detSignal(self, k, x, temp_dict):
    pix_signal = np.sum(self.interferencia(k, x, temp_dict), axis=0)

    return pix_signal

```

### C.2.5. Sim

```

from tesis_package.OCT import OCT
from tesis_package.Tools import transform_fourier, input_ray
import numpy as np

```

```

def updateDict(p):
    p["xrange"]=p["sizePx"]*p["xpoints"]/2
    p["k"]=2*np.pi/p["lambda0"]
    p["eps"]=2*p["f1"]**2*(p["d2"]+p["d1"])/((p["d2"]+p["d1"])**2+(p["k"]*p["w0"]**2/2)**2)

    p["L"]=p["d2"]+p["d1"]+2*p["f1"]+p["f2"]+p["eps"]/2
    p["d3"]=p["d1"]+2*(p["f1"]-p["fo"])

    p["delta"]=p["d2"]+p["d3"]

p={"d1":635,"d2":200,"fo":2,"f1":60,"f2":44,"D":0,"Zp":0,
   "w0":1,"x0":0,"xpoints":1280,"lambda0":8e-4,"fwhm":3e-5,
   "d":1/1.4e3,"theta1":34*np.pi/180,"sizePx":5.3e-3,"kpoints":1500,"Dpoints":10}

updateDict(p)
exp=OCT()

temp_dict=p.copy()

temp_dict["f2"]=9
temp_dict["fo"]=1
temp_dict["w0"]=2.5
temp_dict["Dpoints"]=50

updateDict(temp_dict)

planoMuestra=np.array([0.012])
Drange=0.005

```

```

Dizq=-(planoMuestra-Drange)/temp_dict["fo"]**2
Dder=-(planoMuestra+Drange)/temp_dict["fo"]**2
D=np.linspace(np.min(Dder),np.max(Dizq),temp_dict["Dpoints"])

for j in planoMuestra:
    k=input_ray(temp_dict["lambda0"],3,temp_dict["fwhm"],temp_dict
        ["kpoints"])
    x=np.linspace(temp_dict["x0"]-temp_dict["xrange"],temp_dict["
        x0"]+temp_dict["xrange"],temp_dict["xpoints"])
    k_d=exp.lambdaDetector(x,temp_dict)

    transformada_x=np.zeros([len(D),int(len(k_d)/2)])
    transformada_y=np.zeros([len(D),int(len(k_d)/2)])
    pix_signal=np.zeros([len(D),len(k_d)])

    for i in range(len(D)):
        temp_dict["D"]=D[i]
        temp_dict["Zp"]=j+D[i]*temp_dict["fo"]**2

        pix_signal[i]=exp.detSignal(k,x,temp_dict)
        transformada_x[i],transformada_y[i]=transform_fourier(
            pix_signal[i],k_d)

```

# Bibliografía

- [1] Walter Koechner. *Solid-state laser engineering*. Number 1 in Springer series in optical sciences. Springer, 6th rev. and updated ed edition, 2006.
- [2] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*. Wiley Classics Library. John Wiley and Sons, 1 edition, 2002.
- [3] M.C. Marconi, O.E. Martinez, and F.P. Diodati. Short pulse generation in solid state lasers by a novel passive technique. *Optics Communications*, 63(3):211–216, 1987.
- [4] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1):42–44, Jan 1991.
- [5] Claude Rullière. *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments*. Springer, 2 edition, 2005.
- [6] Shai Yefet and Avi Pe’er. A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode-Locked Solid-State Lasers. *Applied Sciences*, 3(4):694–724, December 2013.
- [7] José-Angel Conchello and Jeff W Lichtman. Optical sectioning microscopy. *Nature Methods*, 2(12):920–931, December 2005.
- [8] J. Fujimoto and W. Drexler. *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications*. Biological and Medical Physics, Biomedical Engineering. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [9] James G. Fujimoto, Mark E. Brezinski, Guillermo J. Tearney, Stephen A. Boppart, Brett Bouma, Michael R. Hee, James F. Southern, and Eric A. Swanson. Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography. *Nature Medicine*, 1(9):970–972, September

1995.

- [10] Mark E. Brezinski, Guillermo J. Tearney, Brett E. Bouma, Joseph A. Izatt, Michael R. Hee, Eric A. Swanson, James F. Southern, and James G. Fujimoto. Optical Coherence Tomography for Optical Biopsy: Properties and Demonstration of Vascular Pathology. *Circulation*, 93(6):1206–1213, March 1996.
- [11] Anne Weymouth. Optical Coherence Tomography of Ocular Diseases 3<sup>rd</sup> Edition. *Clinical and Experimental Optometry*, 97(2):192–192, March 2014.
- [12] David Huang, Eric A. Swanson, Charles P. Lin, Joel S. Schuman, William G. Stinson, Warren Chang, Michael R. Hee, Thomas Flotte, Kenton Gregory, Carmen A. Puliafito, and James G. Fujimoto. Optical Coherence Tomography. *Science*, 254(5035):1178–1181, November 1991.
- [13] A.F. Fercher, C.K. Hitzenberger, G. Kamp, and S.Y. El-Zaiat. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry. *Optics Communications*, 117(1-2):43–48, May 1995.
- [14] Michael Choma, Marinko Sarunic, Changhuei Yang, and Joseph Izatt. Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, 11(18):2183, September 2003.
- [15] Johannes F. de Boer, Barry Cense, B. Hyle Park, Mark C. Pierce, Guillermo J. Tearney, and Brett E. Bouma. Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography. *Optics Letters*, 28(21):2067–2069, November 2003.
- [16] J. C. Jasapara. Non-invasive characterization of microstructured optical fibers using Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, 13(4):1228, 2005.
- [17] N. A. Nassif, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, S. H. Yun, B. E. Bouma, G. J. Tearney, T. C. Chen, and J. F. De Boer. In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve. *Optics Express*, 12(3):367, February 2004.
- [18] Maciej Wojtkowski, Vivek J. Srinivasan, Tony H. Ko, James G. Fujimoto, Andrzej

- Kowalczyk, and Jay S. Duker. Ultrahigh-resolution, high-speed, Fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation. *Optics Express*, 12(11):2404, May 2004.
- [19] Wolfgang Drexler, Yu Chen, Aaron D. Aguirre, Boris Považay, Angelika Unterhuber, and James G. Fujimoto. Ultrahigh Resolution Optical Coherence Tomography. In Wolfgang Drexler and James G. Fujimoto, editors, *Optical Coherence Tomography*, pages 277–318. Springer International Publishing, Cham, 2015.
- [20] B. Bouma, M. E. Brezinski, J. G. Fujimoto, G. J. Tearney, S. A. Boppart, and M. R. Hee. High-resolution optical coherence tomographic imaging using a mode-locked Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser source. *Optics Letters*, 20(13):1486, July 1995.
- [21] Philip Russell. Photonic Crystal Fibers. *Science*, 299(5605):358–362, January 2003.
- [22] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler. Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air–silica microstructure optical fiber. *Optics Letters*, 26(9):608, May 2001.
- [23] B. Povazay, K. Bizheva, A. Unterhuber, B. Hermann, H. Sattmann, A. F. Fercher, W. Drexler, A. Apolonski, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, P. St. J. Russell, M. Vetterlein, and E. Scherzer. Submicrometer axial resolution optical coherence tomography. *Optics Letters*, 27(20):1800, October 2002.
- [24] G. P Agrawal. *Fiber-optic Communication Systems (Wiley series in microwave and optical engineering)*. John Wiley & Sons Incorporated., 0000. OCLC: 1229887791.
- [25] Martín E. Masip, A. A. Rieznik, Pablo G. König, Diego F. Grosz, Andrea V. Bragas, and Oscar E. Martinez. Femtosecond soliton source with fast and broad spectral tunability. *Optics Letters*, 34(6):842, March 2009.
- [26] Martín Caldarola, Víctor A. Bettachini, Andrés A. Rieznik, Pablo G. König, Martín E. Masip, Diego F. Grosz, and Andrea V. Bragas. High-speed tunable photonic crystal fiber-based femtosecond soliton source without dispersion pre-compensation. *Papers in Physics*, 4:040001, February 2012.

- [27] S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto. Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source. *Opt. Lett.*, 22(5):340–342, Mar 1997.
- [28] Udo Haberland, Vladimir Blazek, and Hans Juergen Schmitt. Chirp optical coherence tomography of layered scattering media. *Journal of Biomedical Optics*, 3(3):259 – 266, 1998.
- [29] Akis P Goutzoulis, Dennis R Pape, and S. V Kulakov. *Design and fabrication of acousto-optic devices*. Marcel Dekker, Inc., 2021. OCLC: 1253584074.
- [30] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments*, 76(6):063112, June 2005.
- [31] Eugene Hecht. *Optics*. Pearson education. Addison-Wesley, 4 edition, 2002.
- [32] OSI Optoelectronics. Photodiode characteristics and applications, 2023.
- [33] O.E. Martinez. Matrix formalism for pulse compressors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(12):2530–2536, December 1988.
- [34] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [35] Alexandre April and Nathalie McCarthy. ABCD-matrix elements for a chirped diffraction grating. *Optics Communications*, 271(2):327–331, March 2007.
- [36] A. E. Siegman. ABCD-matrix elements for a curved diffraction grating. *Journal of the Optical Society of America A*, 2(10):1793, October 1985.
- [37] Colin Sheppard. Depth of field in optical microscopy. *Journal of Microscopy*, 149, 01 1988.

# Agradecimientos

Esta tesis marca el final de un camino excesivamente largo y repleto de personas y momentos que jamás podré olvidarme. Queda tan solo pensar en quiénes están hoy conmigo y agradecerles por su apoyo y cariño después de tantos años.

A Oscar, por dar nuevos sentidos a las palabras maestro, director y profesional. Siempre firme y al pie del cañón, respondiendo las preguntas más tontas y las crisis más terribles con paciencia y mesura. A Laura por ser la primera en mostrarme este mundo de la óptica, tan fascinante como divertido, abriéndome infinidad de puertas en el camino.

A mi querida universidad pública, la que creo que es el verdadero motor del cambio en este pedazo de mundo que llamamos Argentina.

A Tincho y Tony, compañeros de la vida y hermanos del alma, me mostraron que la amistad está por encima de todo, sobre todo cuando es sincera.

A mi familia, Mari, Marce y Sofi, quienes hicieron lo imposible y más por ser una roca y un baluarte, en los momentos más oscuros y más felices de mi vida. El apoyo y el amor incondicional que se espera de una familia lo sobrepasaron cada día.

Al Indio, que se fue muy pronto, pero que recuerdo como un compañero incansable durante tantas noches de estudio.

A la Familia Rodante, que pese a la distancia que a veces se daba, siempre supieron estar pendientes y salir a bancarla cuando era necesario.

Y por último a mi compañera, Mika, a quien le dedico especialmente este logro en mi carrera. Después de ríos de llanto, horas sin dormir, momentos de felicidad, tristeza e incertidumbre, después de todo eso supo mantenerse más allá de lo que se espera de una

pareja. Se convirtió en el motor cuando mis fuerzas fallaban, en mi alegría cuando algo funcionaba, en mis lágrimas cuando todo se derrumbaba. Se convirtió en la encarnación de la tenacidad, todo con tal de que este momento llegara. Gracias a ese esfuerzo, infinitamente suyo, hoy puedo escribir estas palabras.

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial – Compartir  
Igual (by-nc-sa) 2.5 Argentina. Buenos Aires, 2023.