



Sistema de expansión de rango dinámico para interferometría de baja coherencia

Tesis presentada para optar al título de Doctora en Ingeniería - Mención
Ensayos Estructurales

Lic. Leslie Judith Cusato

Director de Tesis: Dr. Eneas N. Morel

Co-director de Tesis: Dr. Jorge R. Torga

Grupo de Fotónica Aplicada, Facultad Regional Delta, Universidad
Tecnológica Nacional

Buenos Aires, Noviembre de 2022

Resumen

La interferometría de baja coherencia (LCI) y la tomografía de coherencia óptica (OCT) permiten inspeccionar materiales de manera no destructiva, realizando perfilometrías y tomografías del mismo. Si bien la técnica de OCT es ampliamente utilizada en el campo de la biomedicina, para muchas aplicaciones industriales es necesario extender el rango de medición de los equipos sin elevar considerablemente los costos del mismo. En esta tesis se desarrolló y caracterizó un nuevo detector para LCI y OCT denominado detector espacial heterodino (SHD) el cual permite expandir entre seis y quince veces el rango de medición respecto a las configuraciones convencionales con espectrómetros. Se diseñó y armó un sistema experimental con el cual se pudo comprobar el funcionamiento del detector y la correspondencia con la propuesta teórica, obteniendo resultados experimentales para mediciones de diferencias de camino óptico cercanas a 5 cm.

Para estudiar el desempeño del SHD, se desarrolló un programa que permite simular numéricamente las señales e imágenes a la salida. Este programa brinda la posibilidad de analizar los distintos componentes del detector y optimizar la configuración del mismo según la aplicación requerida. Además se caracterizaron experimentalmente diversas configuraciones de operación del SHD que permiten extender el rango de medición en distinta medida. Por otro lado, se estudiaron diversos métodos de procesamiento de las imágenes adquiridas para facilitar la extracción de la información de interés. En particular se utilizaron dos enfoques principales, uno basado en filtros adaptativos y el otro basado en la correlación cruzada normalizada. Cada uno presenta distintos niveles de complejidad y desempeño, por lo cual su elección dependerá de la aplicación en la que se requiera. Finalmente, se evaluó el desempeño del SHD en mediciones de perfilometría y tomografía de distintos materiales, abarcando distintos rangos de medición y comparándolo con los sistemas convencionales. La versatilidad del SHD aquí desarrollado permite extender el rango de medición según la aplicación y configurar su diseño para optimizar el costo, la resolución y/o el tamaño del equipo.

Palabras clave: Interferometría de baja coherencia, Tomografía de coherencia óptica, Perfilometría, Detección heterodina.

*A Domingo y Rosa,
a Ana y Antonio*

Agradecimientos

Finalmente estoy escribiendo estas palabras, algo que en algún momento me pareció muy lejano e incluso hasta inalcanzable. Son tantas las personas que me acompañaron en este largo camino que se hace difícil hacerles justicia en unos pocos párrafos.

En primer lugar a Jorge, por rescatarme, por abrirme las puertas del laboratorio, por ayudarme a que esto que llamamos doctorado fuese posible. Porque con su constante optimismo y ganas de trabajar nos contagia a todos de su buena onda. A Eneas, por su guía y por las miles de discusiones e ideas que llevaron a que esta tesis sea lo que es. A la gente del labo: Pablo, Andy, Marce, Santi, José que hacen todas las largas etapas más llevaderas, con los que se podía discutir desde colchones hasta materias optativas. Agradecimiento aparte para Yane y Mari, con las que nos pusimos en sintonía casi al instante y nos acompañamos en los largos veranos de mediciones. A Alberto, por los consejos y los debates y hacerme sentir un poco más cerca de la física. A la gente de la facultad, los becarios de los otros grupo de investigación con los que compartimos almuerzos y eternas charlas tratando de mejorar el sistema científico.

A la CIC y al CONICET por otorgarme las becas para hacer el doctorado. A las Universidades Públicas, en las que me formé y sin las cuales yo no estaría acá escribiendo esto.

A Oscar y Andrea que me guiaron durante la tormenta y me marcaron nuevos rumbos y también a Hernán y Laura, que empujaron y se preocuparon para que esto siga su camino.

Al LEC, que lo considero mi segundo laboratorio, que siempre me abrió las puertas y me hizo conocer un montón de gente linda con la que nos divertimos y disfrutamos: Fabri, Agus, Martín, Hilario, Pau, Nacho, Nacho2, Manu, Nati... en fin todos los que de alguna manera u otra siguieron todas mis aventuras (laborales y teatrales). A Edu y Maxi, por su eterno compañerismo, por ser mis confidentes y acompañarme siempre, por las eternas charlas y los acertados consejos.

No quiero dejar de agradecer a lo que supo ser el Grupo Copado de los inicios, tengo la satisfacción de que todos pudimos recomponernos y encontrar el mejor camino alternativo que estaba a nuestro alcance, lo cual no es poco.

Al equipo de pañoleros de FCEN, en especial a Ale, Gus y Mati, que hacen todo más llevadero y me acompañaron en todas las etapas de este camino.

Si hay personas que merecen una página entera (¡o libro!) de agradecimientos son Avi, Aie y Angie. Bancarme en todas desde hace más de 20 años no puede ser tarea sencilla y

en estas épocas estuvieron ahí firmes, con la empatía que nos caracteriza. Gracias por las charlas. Gracias por estar.

Van también los agradecimientos para La Discépolo, por alegrarme los fines de semana, por ayudarme a desconectarme del mundo y que sólo importe lo que pase en la isla de los piratas o en el castillo de los fantasmas. A Cono, que se preocupa de que estemos bien en todos los ámbitos y da el consejo perfecto siempre. A los ex discépolos: Orco, Oso, Jordi, Oski, Meli, Maxi y el fotógrafo preferido del universo: Cedric, ¿cómo hubiéramos pasado las épocas oscuras sin el eich?

A Guille, por estar siempre, porque la distancia no nos representa nada, por ese amigo que siempre está y escucha y por la Magia.

Y finalmente, aunque no por eso menos importante, quiero agradecer a toda mi familia. A Gra y a Dany por criarme y acompañarme en todas las aventuras, a Mati y a Milva, por todos los recitales compartidos y los festejos. A Mateo, mi sobrino que me alegra siempre.

A mis tíos, tías, primos, primas y sobrinitas que con los asados del domingo hacen que uno se despeje completamente.

A Silvia, que ya es como mi mamá duplicada y se preocupa e interesa por todo lo que hago. A Ushi y Perse mis cuñados favoritos.

A Juan por bancarme en todo y en todas. Porque lo que significa para mi tenerte al lado no se puede describir con palabras. Gracias.

Producción científica derivada de la tesis

Publicaciones en revistas

- Enhancing Detection of Low-coherence Interferometry Signals Acquired with a Spatial Heterodyne Detector. Cusato, L. J., Torga, J. R. & Morel, E. N. (2022, October) Optics Communications. DOI: 10.1016/j.optcom.2022.129099
- Extending low-coherence interferometry dynamic range using heterodyne detection. Cusato, L. J., Cerrotta, S., Torga, J. R. & Morel, E. N. (2020). Optics and Lasers in Engineering, 131, 106106. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2020.106106

Proceedings

- Correlation Analysis of Low Coherence Interferometry Signals Acquired with a Spatial Heterodyne Detector. Cusato, L. J., Torga, J. R., & Morel, E. N. (2022, April). In Optics and the Brain (pp. JTU3A-17). Optica Publishing Group. DOI: 10.1364/TRANSLATIONAL.2022.JTU3A.17
- The role of diffraction gratings in a heterodyne detector for low-coherence interferometry. Cusato, L. J., Torga, J. R. & Morel, E. N. (2020, December). In 2020 IEEE Congreso Biental de Argentina (ARGENCON) (pp. 1-6). IEEE. DOI: 10.1109/ARGENCON49523.2020.9505521
- Diseño y caracterización de sistema de detección heterodino para interferometría de baja coherencia. Cusato, L. J., Morel, E. N., & Torga, J. R. (2020). AJEA, (5). DOI: 10.33414/ajea.5.766.2020
- Preliminary study of a heterodyne detection system for optical coherence tomography signals. Cusato, L. J., Morel, E. N., & Torga, J. R. (2019, September). In 2019 XVIII Workshop on Information Processing and Control (RPIC) (pp. 193-197). IEEE. DOI: 10.1109/RPIC.2019.8882138

Presentaciones a congresos

- Póster: “Correlation Analysis of Low Coherence Interferometry Signals Acquired with a Spatial Heterodyne Detector” L. J. Cusato, J. R. Torga, E. N. Morel. Biophotonics Congress: Biomedical Optics 2022. Fort Lauderdale, Florida, USA. Abril de 2022.
- Póster: “Tomografía de coherencia óptica de rango extendido para aplicaciones industriales” L. J. Cusato, J. R. Torga, E. N. Morel. 106a Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina. Córdoba, Argentina. Octubre de 2021.
- Póster: “Optimización de un detector heterodino para interferometría de baja coherencia” L. J. Cusato, J. R. Torga, E. N. Morel. 106a Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina. Córdoba, Argentina. Octubre de 2021.
- Póster: ‘Optimización de un detector heterodino para tomografía de coherencia óptica’ L. J. Cusato, J. R. Torga, E. N. Morel. XVI Taller de Óptica y Fotónica (TOPFOT) y el XI Encuentro de Estudiantes de Óptica y Fotónica (EEOF). Mayo/Junio 2021. Buenos Aires, Argentina.
- Póster: “Transformador analógico de Fourier para OCT” L. J. Cusato, J. R. Torga, E. N. Morel. XV Taller de Óptica y Fotónica (TOPFOT) y el X Encuentro de Estudiantes de Óptica y Fotónica (EEOF). Mayo 2019. San Carlos de Bariloche, Argentina

Patentes

- “Método de ampliación del rango dinámico de medición para detectores heterodinicos de señales de interferometría de baja coherencia”. Acta N^o 20210101124 presentada 26 de abril de 2021.

Distinciones

- 2da Mención Especial, Desarrollo Tecnológico Innovador Orientado a la Industria 2021, División Industria y Tecnología de la Asociación Física Argentina. “Nuevo detector para interferometría de baja coherencia y tomografía de coherencia óptica”

Índice general

1. Introducción y motivaciones	31
2. Interferometría de baja coherencia	39
2.1. Fundamentos teóricos	39
2.1.1. Interferometría de baja coherencia en el dominio del tiempo	43
2.1.2. Interferometría de baja coherencia en el dominio de Fourier	44
2.1.3. Resolución de la técnica	48
2.2. Comentarios finales	49
3. Espectrómetro espacial heterodino	51
3.1. Espectrómetros por transformada de Fourier	51
3.1.1. Descripción teórica	51
3.2. Espectrómetro espacial heterodino	53
3.2.1. Principio de funcionamiento	54
3.2.2. Configuraciones asimétricas	57
3.3. Funcionamiento como detector para señales LCI	58
3.3.1. Configuraciones asimétricas del detector	63
4. Modelado y caracterización del detector espacial heterodino	67
4.1. Esquema básico del detector heterodino para señales interferométricas	67
4.2. Elección de redes de difracción	69
4.2.1. Ángulo de Littrow	70
4.2.2. Inclinación perpendicular al eje óptico	72
4.2.3. Parámetro de red	75
4.2.4. Posición de las redes	76
4.3. Características del haz de iluminación	82

4.3.1.	Zona de interferencia entre haces	83
4.3.2.	Modelo teórico para haces con perfil gaussiano	87
4.3.3.	Efecto sobre configuración básica del detector	89
4.3.4.	Efecto sobre configuraciones asimétricas del detector	90
4.3.5.	Resolución	92
4.4.	Comentarios finales	95
5.	Desarrollo experimental del detector	97
5.1.	Configuración experimental	97
5.1.1.	Sobre el sensor a utilizar	100
5.2.	Configuraciones de operación	101
5.2.1.	Movimiento del sensor	103
5.2.2.	Movimiento de la red	106
5.3.	Comentarios finales	109
6.	Procesamiento de las imágenes adquiridas	111
6.1.	Descripción del problema	112
6.2.	Filtrado en dominio transformado: máscara de Fourier	113
6.2.1.	Aplicación sobre imágenes experimentales	115
6.3.	Filtrado en dominio real	117
6.3.1.	Filtros adaptativos	119
6.3.2.	Correlación cruzada normalizada	124
6.3.3.	Comparación entre métodos	127
7.	Aplicación del detector en topografías y tomografías	133
7.1.	Esquema experimental sin partes móviles	133
7.1.1.	Programa de adquisición	134
7.1.2.	Ejemplo de señales adquiridas	137
7.1.3.	Comparación de desempeño con espectrómetro	142
7.2.	Aplicación del SHD a topografías y tomografías	144
7.2.1.	Perfilometría en rango convencional	146
7.2.2.	Perfilometría en rango extendido	148
7.2.3.	Tomografía	150
7.2.4.	Comentarios finales	160

8. Conclusiones	161
Apéndice A.	165
A.1. Cálculo de la diferencia de fase en el SHD	165
A.2. Cálculo teórico de la señal SHD-LCI	167
A.2.1. Caso con variación de fase en SHD	169
A.2.2. Caso con variación de índice de refracción en la muestra	170
Apéndice B.	177
B.1. Programa para simulaciones numéricas de SHD-LCI	177
B.1.1. Generación de señal LCI	177
B.1.2. Cálculo de salida del SHD	178

Índice de figuras

1.1. Clasificación de algunos de los métodos más utilizados para ensayos no destructivos.	32
1.2. Comparación entre la resolución axial, la profundidad de imagen y la velocidad de adquisición para distintos métodos de imágenes. PAI: fotoacústica; US: ultrasonido; CM: microscopía confocal; x-ray CT: tomografía computada. . .	33
1.3. Esquema básico de un sistema OCT. Realizando escaneos en las direcciones laterales \hat{x} e \hat{y} puede reconstruirse la imagen volumétrica de la muestra. SS: fuente de barrido; SLD: diodo superluminiscente; SP: espectrómetro; PD: fotodiodo.	34
2.1. Esquema experimental típico de un sistema LCI. Una fuente de luz de baja coherencia ilumina un interferómetro de tipo michelson en una de cuyas ramas se coloca la muestra bajo estudio. La interferencia entre luz retrodispersada por cada interfaz de la muestra y el haz de referencia es detectado para su posterior análisis.	40
2.2. Ilustración de la relación por transformada de Fourier entre la función de coherencia $\gamma(z)$ de forma gaussiana, cuyo ancho define la longitud de coherencia l_c , y el espectro de la fuente $S(k)$ centrado en k_0 caracterizado por su ancho Δk	42
2.3. (a) Esquema experimental de los sistemas TD-LCI. El espejo de referencia se desplaza para modificar la diferencia de camino entre las ramas. (b) Señal típica adquirida al barrer la rama de referencia, se observa la interferencia por cada interfaz reflectiva z_S de la muestra bajo estudio.	43

2.4. Esquemas experimentales utilizados para FD-LCI. (a) SD-LCI utiliza una fuente de banda ancha y la señal es adquirida mediante un espectrómetro. (b) En SS-LCI la detección se realiza mediante un único fotodetector, sincronizada con el barrido en longitud de onda de una fuente sintonizable.	45
2.5. Relación entre la señal adquirida en función del número de onda k y su transformada inversa a partir de la cual se halla el perfil de reflectividades de la muestra bajo estudio. Los picos P_{DC} , P_{AC} y P_{CC} corresponden a los términos de continua, correlación y autocorrelación respectivamente.	46
2.6. Esquema de la resolución lateral δx y axial δz y la profundidad de foco DOF de la técnica LCI considerando un haz gaussiano.	48
3.1. Esquema típico de un espectrómetro espacial heterodino. Las redes de difracción (G) se ubican a igual distancia del divisor de haces (BS) inclinadas un ángulo θ_L . Se esquematizan los frentes de onda que interfieren en el plano de observación O para dos longitudes de onda distintas, dispersadas en ángulos γ_A y γ_R respecto al eje óptico.	54
3.2. Diagrama de los frentes de onda generados por cada número de onda $\tilde{\nu}$ y sus patrones de interferencia correspondientes. La combinación de todos ellos resulta en el interferograma de salida del espectrómetro espacial heterodino (adaptado de [1])	56
3.3. Esquema del dispositivo propuesto para la adquisición de señales de interferometría de baja coherencia (LCI) mediante un detector espacial heterodino.	58
3.4. (a) Simulación numérica de F_1 para $k_0 = k_L$ y $k_0 \neq k_L$. (b) Detalle de las formas funcionales y el producto final que forman F_1 para el caso $k_0 \neq k_L$	61
3.5. Simulación numérica de las componentes F_1 y F_2 que conforman la señal de salida del SHD, para el caso $k_0 = k_L$ (a) y $k_0 \neq k_L$ (b)	62
3.6. Simulación numérica de la señal de salida del SHD para configuraciones asimétricas en función de la posición lateral x (a) y de la OPD (b). Se mantuvo una red fija de 1200 l/mm y en la otra rama se varió el elemento reflectante entre redes con distinta cantidad de líneas y un espejo.	63
3.7. Simulación numérica de la señal de salida del SHD, para distintas diferencias de fase ΔL	65

4.1. Espectros utilizados para las simulaciones. (a) Caso ideal correspondiente a un perfil gaussiano. (b) Caso real de espectro adquirido experimentalmente.	68
4.2. Esquema del detector estudiado en las simulaciones numéricas. El haz de entrada es expandido y redireccionado por un divisor de haces hacia dos redes de difracción colocadas a distancia D_{BSG} del mismo. Ambas se encuentran inclinadas un determinado ángulo de Littrow (θ_L). La señal es detectada a la salida mediante un sensor a distancia D_{SBS}	68
4.3. Ejemplo de perfil de intensidades (a) e imagen completa (b) obtenida a la salida del detector.	69
4.4. Esquema de los ángulos estudiados para una red de difracción.	70
4.5. Señales de salida calculadas para distintas elecciones de λ_L en función de la OPD (a) y la posición lateral en el plano de observación (c). (b) y (d) Detalle de uno de los picos de interés donde se observa la forma cosenoidal para los casos $\lambda_L \neq \lambda_0$	71
4.6. Señales de salida calculadas para distintos ángulos pequeños θ_e entre redes. Al modificarse el factor de escala, la posición de los picos sobre el plano de observación se encuentra corrida.	72
4.7. Señales de salida del SHD para tres alturas distintas en el plano de observación para (a) redes paralelas ($\alpha = 0$) y (b) redes inclinadas respecto al eje vertical ($\alpha \neq 0$).	73
4.8. Simulaciones de imágenes obtenidas para distintos ángulos de inclinación vertical entre redes. Se modeló el espectro de la fuente como una gaussiana y se eligió λ_L coincidente con su centro (a) y corrido en 10 nm (b). En el caso (c) se utilizó el espectro medido de la fuente y se tomó λ_L cercano al centro del mismo.	74
4.9. Señales obtenidas al simular la salida del SHD generada por distintas redes de difracción, para una misma OPD. A mayor número de líneas, la señal ocupa un ancho mayor en el campo de observación (a) pero representa un menor rango dinámico del detector dado que se modifica el factor de escala (b).	76

4.10. (a) Esquema geométrico de las longitudes de onda máximas (λ_{max}) y mínimas (λ_{min}) dispersadas por cada red, al ubicarlas a distancia D_{BSG} de divisor de haces. (b) Esquema de las redes superpuestas para observar la diferencia en las posiciones x de las longitudes de onda marginales sobre el plano de observación a distancias D_{OG} 77

4.11. (a) Señal a la salida del detector heterodino para una señal interferométrica simulada con una diferencia de camino de 0.02 cm, para dos distancias entre divisor de haces y red. (b) Detalle de la envolvente del pico de OPD obtenida a partir de la transformada de Hilbert de la señal de salida para ambos casos. El parámetro de ancho σ corresponde a un ajuste gaussiano. 79

4.12. Señal interferométrica de LCI (línea azul) y rango de longitudes de onda de operación del detector heterodino (región sombreada) para distancias D_{BSG} (a) 10 cm y (b) 20 cm. La línea vertical marca la longitud de onda de Littrow utilizada. 80

4.13. Ancho de pico de la señal calculado a partir del ajuste gaussiano de la envolvente de la señal (en negro) y extrapolando los puntos a mitad de la amplitud (en violeta) para redes de difracción de (a) 1200 l/mm y (b) 600 l/mm. 81

4.14. Ancho de pico (puntos) calculado por dos métodos junto a la relación señal a fondo para redes de difracción de (a) 1200 l/mm y (b) 600 l/mm. 81

4.15. (a) Esquema básico del cambio en el ancho de salida $2w_\lambda$ de cada longitud de onda λ al ser dispersada por la red en función del ancho de entrada $2w_0$. (b) Incidencia sobre el divisor de haces de longitudes de onda mayores y menores que λ_L donde se observa la posible pérdida de intensidad dado sus anchos. 83

4.16. Esquema de la zona de interferencia máxima generada por los haces difractados de una misma longitud de onda por ambas redes. El área de interferencia sobre el plano de observación O dependerá de la posición a lo largo del eje z en la que se ubique el mismo. 84

4.17. Perfiles de intensidad en dos dimensiones de los haces correspondientes a tres longitudes de onda difractadas por una única red, detectados sobre un plano de observación a 5 cm (a) y a 15 cm (b) de la misma. Se consideró $\lambda_L = 850nm$ y la misma intensidad para todas las longitudes de onda. El cuadrado celeste representa el área de un sensor de 2 cm x 2 cm. 85

- 4.18. Perfiles de intensidad en dos dimensiones superpuestos de los haces correspondientes a tres longitudes de onda difractadas por ambas redes, detectados sobre un plano de observación a 5 cm (a) y a 15 cm (b) de la red. Se consideró $\lambda_L = 850nm$ y la misma intensidad para todas las longitudes de onda. Los asteriscos denotan el centro del haz gaussiano. 86
- 4.19. Perfiles de intensidad en dos dimensiones para tres longitudes de onda difractadas por ambas redes con la intensidad correspondiente según el espectro de la fuente. 86
- 4.20. Perfil de intensidad completo, resultado de sumar las distintas longitudes de onda dispersadas por cada red sobre el plano de observación ubicado a 5 cm (a) y 30 cm (b) de la red. Se observa que a mayor distancia del plano, existe mayor intensidad cerca de los bordes del sensor (marcado en celeste). 87
- 4.21. (a) Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y redes de 1200 l/mm a igual distancia del plano de observación (5 cm), al variar el ancho del haz de entrada. (b) Para el caso de ancho 1 cm se grafica la salida para distintas distancias entre el plano de observación y la red. 89
- 4.22. Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y un ancho de haz de 0.5 cm, para redes con distinta cantidad de líneas a igual distancia del plano de observación (5 cm).(a) Señal obtenida sobre el plano de observación. (b) Señal escalada a OPD. 90
- 4.23. Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y un ancho de haz de 0.5 cm, para redes con distinta cantidad de líneas a igual distancia del plano de observación (5 cm) y para el caso asimétrico de una red y un espejo. La eficiencia de las redes se consideró del 60% y la reflectividad del espejo del 100%. (a) Señal obtenida sobre el plano de observación. (b) Señal escalada a OPD. 91
- 4.24. Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y redes a distinta distancia entre sí respecto al plano de observación, al considerar (a) un ancho de entrada de 0.5 cm menor al campo de visión y (b) un ancho mayor de 1 cm. 92
- 4.25. Ejemplo de la señal OPD de SHS ajustada por la función S_g . Se detalla el FWHM obtenido a partir del ajuste. 93

4.26. Resolución obtenida a partir del ancho de la señal OPD a la salida del SHD para distintas redes en función del ancho del haz de entrada.	93
4.27. Resolución a la salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm al variar el ancho del haz de entrada y la distancia entre las redes y el plano de observación D_{OG} , para redes de a) 300 l/mm, b) 600 l/mm y c) 1200 l/mm	94
5.1. Dispositivo experimental SHD-LCI. En el interferómetro de medición el espejo de calibración E_C se desplaza generando las señales de LCI. Mediante una PC se sincroniza el movimiento de las plataformas de traslación (PLT) con la adquisición del SHD. SLD: diodo superluminiscente, E_R : espejo de referencia, L: lente, G: red de difracción, BS: divisor de haces, C: cámara.	98
5.2. Imagen típica adquirida con el SHD-LCI (a) y mapeo a la señal unidimensional (b). Las flechas indican la franja central (azul) y las franjas correspondientes a la OPD de la señal de entrada (violeta).	100
5.3. Esquema de la configuración estática de medición. El sensor se ubica de manera que la franja cero quede en un extremo. La OPD se varía de modo que la franja correspondiente se desplaza hasta el otro extremo del sensor.	102
5.4. Curva de calibración para la configuración estática.	103
5.5. Ejemplos de casos en los que se requiere utilizar la configuración con movimiento del sensor. En los casos A y B el haz de salida es mayor al área del sensor mientras que en el caso C es ensanchado para estudiar en detalle ciertas regiones del rango de medición.	104
5.6. a) Calibración de la configuración con movimiento del sensor. La franja cero se ubica en el extremo del spot de salida. El espejo de calibración y el sensor se desplazan sucesivamente hasta que la franja de OPD alcanza el extremo del spot. En b) se resaltan los elementos móviles de la configuración.	105
5.7. Curva de calibración hallada para la configuración con movimiento de sensor. El rango máximo supera los 20 mm.	106
5.8. a) Calibración para la configuración con movimiento de red. El sensor se ubica fijo en una sección del spot de salida. El espejo de calibración (indicado en la parte superior de (b)) se desplaza para variar la OPD (paso 1) y luego se traslada una de las redes (parte inferior de (b)) para desplazar todas las franjas (paso 2).	107

5.9.	(a) Curva de calibración para la configuración con movimiento de red. El rango de medición alcanza distancias cercanas a los 5 cm. (b) Sensibilidad del sistema a lo largo del rango de medición junto a la línea de tendencia.	108
6.1.	Esquema del procesamiento de la señal adquirida con espectrómetro en los sistemas convencionales de FD-LCI para hallar las distancias de interés.	112
6.2.	Ejemplo de imagen adquirida con SHD (a) y señal obtenida a partir de la suma de las filas en módulo (b).	113
6.3.	Ejemplo de filtrado en el dominio transformado. Imagen simulada computacionalmente de la salida del SHD (a) y su Transformada de Fourier (b). (c) Ejemplo de máscara para filtrar las frecuencias de interés. (d) Reconstrucción de la imagen luego de aplicada la máscara.	114
6.4.	(a) Ejemplo de imagen obtenida al restar dos mediciones contiguas. (b) Transformada de Fourier de la imagen diferenciada. En color se marcan las zonas de mayor intensidad utilizadas para la máscara de filtrado.	115
6.5.	(a) Imagen reconstruida luego de aplicar el filtrado con máscara en el espacio transformado. (b) Imagen binarizada para resaltar la posición de las franjas.	116
6.6.	Procedimiento para realizar el filtrado de imágenes con máscara de Fourier.	117
6.7.	Comparación del desempeño de distintos filtros de imágenes junto a las señales P_{norm} obtenidas para cada uno. (a) Imagen original (b) Gradiente de la imagen. (c) Filtro Sobel (d) Filtro de mediana (e) Contraste global (f) Contraste local.	118
6.8.	Esquema de un filtro adaptativo LMS simple. La señal de salida $y(k)$ es una combinación lineal de los coeficientes del filtro con la señal de entrada $x(k)$. Los coeficientes son adaptados para minimizar la señal de error $e(k)$, que es la diferencia entre la señal de salida y la señal de referencia $d(k)$	120
6.9.	Ejemplo del pre procesamiento de la imagen antes de aplicar el filtro LMS matricial. La imagen es dividida en M matrices de $n \times m$ píxeles, las cuales son concatenadas para formar un vector de matrices. Luego de aplicar el filtro la imagen se reconstruye realizando el proceso inverso.	121
6.10.	Señales de salida (a, b, c) y señales de error (d, e, f) de las imágenes filtradas con el filtro LMS matricial, utilizando la función G como el valor medio (a, d), máximo (b, e) y mínimo (c, f).	122

6.11. (a) Tres tipos de matrices de referencia estudiados para el filtro LMS matricial. El tipo I utilizado la primera fila de matrices replicada a lo largo de la imagen. Los tipos II y III usan la imagen original completa con y sin retraso respectivamente. (b) Comparación del desempeño para los diferentes tipo de referencia y las señales P_{norm} resultantes. 123

6.12. Imagen original (a) y filtrada con NCC (b) con sus correspondientes señales P_{norm} (c,d). (e) y (f) comparan el desempeño del gradiente al ser aplicado sobre la imagen original y luego de NCC. Las flechas rojas corresponden a la OPD de la señal de entrada. Tanto los picos rojos como los violetas aparecen en la señal P_{norm} de la imagen original. Las flechas azules los picos que no pueden ser detectados por los otros métodos. 125

6.13. Señales P_{norm} al variar el largo (a) y el ancho (b) del template utilizado en NCC. 126

6.14. Señales P_{norm} obtenidas luego de aplicar los distintos métodos. Las flechas señalan los picos con menor amplitud en cada caso. 128

7.1. Esquema experimental para adquisición conjunta de señales interferométricas con espectrómetro y SHD. La luz de la fuente es dividida en partes iguales hacia dos ramas de un interferómetro, en una de las cuales se dispone un espejo de referencia R y en la otra la muestra S a medir. La señal de retorno es enviada en proporciones 90:10 hacia el SHD y el espectrómetro. 134

7.2. Primera parte de la interfaz de adquisición desarrollada. Arriba se encuentra el módulo que permite controlar los motores de las plataformas de desplazamiento y realizar barridos. Debajo se muestra el módulo de control del espectrómetro que permite ver en pantalla el espectro adquirido y su transformada de Fourier para ver los máximos de interés de la señal. 135

7.3. Segunda parte de la interfaz de adquisición que permite controlar la cámara del SHD y mostrar la imagen adquirida. En la zona recuadrada se configuran los parámetros para la correlación, cuyo perfil se grafica debajo de la imagen. 136

- 7.4. Señal LCI adquirida mediante el espectrómetro (a) y su transformada de Fourier (b). Se observan dos picos en espejo, correspondientes a la OPD del interferómetro. (c) Imagen adquirida con el SHD de la misma señal LCI y la señal P_{norm} calculada mediante el método NCC (d). Se observan las franjas correspondientes a la OPD (flechas rojas) y franjas fantasma (flechas naranjas). 137
- 7.5. Señales adquiridas con SHD (a) y espectrómetro (b) para distintas OPD. La flecha roja indica la variación de OPD. Las flechas naranjas y púrpuras señalan franjas espurias fijas y variables respectivamente. 138
- 7.6. Espectro de transmisión del filtro IR de la cámara dado por el fabricante. (Adaptado de [2]) 139
- 7.7. (a) Esquema de las reflexiones internas que se originan dentro del filtro IR. (b) Tres casos de reflexiones más intensas que provocan las reflexiones internas con fases adicionales. 140
- 7.8. Imagen adquirida mediante la cámara de la Raspberry Pi (a) y la señal normalizada mapeada a partir de la misma (b). Se observa la franja central y una a cada lado correspondiente a la OPD y no se aprecian franjas espurias. . . 141
- 7.9. Señales para distintas diferencias de camino óptico adquiridas con el espectrómetro (a) y con el SHD (b). Se observa el efecto de fall-off en el primer caso y el rango limitado a 3 mm, mientras que el SHD se evidencia una mayor uniformidad en la amplitud de la señal. 143
- 7.10. Comparación de la sensibilidad del sistema FD-LCI con espectrómetro y con SHD. La amplitud de la señales decae notablemente en el primer caso, mientras que en el SHD se mantienen niveles uniformes a lo largo de todo el rango de medición 144
- 7.11. Detalle de la señal obtenida con el método NCC+gd de una franja de interés y ajuste obtenido a partir de la suma de dos gaussianas. 145
- 7.12. Muestra utilizada para medir su perfilometría. Sobre el disco de aluminio se encuentra adherida una muestra litografiada. La flecha roja indica la dirección del barrido realizado. 146
- 7.13. Señales adquiridas al realizar el barrido lateral de la muestra con el SHD (a) y el espectrómetro (b). Se observa un salto en el perfil coincidente en ambos casos. 147

7.14. Perfiles obtenidos con el SHD y el espectrómetro de la muestra. Se observa la coincidencia en el escalón medido y la presencia de zonas con bajo acople de luz que generan regiones con pocos puntos en el perfil. 147

7.15. Comparación entre perfiles obtenidos al realizar barridos laterales de la muestra con distinto paso. Se puede observar la coincidencia entre las estructuras de los perfiles. 148

7.16. Esquema de la muestra utilizada para realizar la perfilometría de rango extendido. El barrido se realiza a lo largo del orificio de la primera placa para observar la placa trasera. 149

7.17. Perfiles obtenidas con el espectrómetro y con el SHD con distinto paso lateral. Se observa el escalón mayor a 10 mm que sólo es detectado por el SHD. . . . 149

7.18. (a) Esquema de las distancias recorridas por el haz en la referencia (d_R) y del haz que incide sobre el espejo de segunda cara de espesor ϵ hasta cada interfaz reflectiva. (b) Diagrama de los tres máximos esperados por la interferencia de las superficies reflectivas. 151

7.19. Señales de tomografía adquiridas con SHD (a) y espectrómetro (b) para distintas posiciones de la referencia. Las flechas negras indican la presencia de aliasing. 152

7.20. Señales del SHD para tres posiciones distintas del espejo de referencia donde se observa que el término de autocorrelación d_{SV} se mantiene fijo y los restantes (d_{RV} y d_{RS}) se desplazan debido al cambio en la posición de la referencia. . . 153

7.21. Esquema experimental para la medición de tomografías sin referencia externa. La luz de la fuente es dirigida hacia la muestra mediante un circulador, el cual redirige las señales reflejadas hacia el espectrómetro y el SHD. 154

7.22. Esquema del reductor de haz propuesto para la óptica de salida del SHD. . . 154

7.23. (a) Esquema de las distancias recorridas por el haz para una tomografía extendida de una muestra compuesta por un portaobjetos de espesor ϵ_P ubicado a una distancia d variable de una ventana de espesor ϵ_V . (b) Diagrama de los seis máximos esperados por la interferencia de las superficies reflectivas. . . . 155

7.24. Señales de tomografía adquiridas del portaobjetos solo (m_p) y de la muestra completa m_{pv} . En el caso del espectrómetro (SP) sólo es posible ver el término correspondiente al espesor del portaobjetos. 156

7.25. Señales de tomografía adquiridas con SHD para distintas distancias d entre el portaobjetos y la ventana. A medida que la distancia aumenta los picos de mayor OPD ya no son detectables.	157
7.26. Ejemplos de placas de policarbonato de distintos tamaño y opacidad.	158
7.27. (a) Esquema de las distancias recorridas por el haz sobre la placa de policarbonato, considerando paredes con igual espesor ϵ . (b) Diagrama de los cuatro máximos esperados por la interferencia de las superficies reflectivas. Notar el solapamiento de dos términos coincidentes para dos posiciones.	159
7.28. Señales de tomografía adquiridas con el espectrómetro y con el SHD de una placa de polipropileno. El espectrómetro sólo es capaz de detectar el término correspondiente al espesor de las paredes d_{1-2} mientras que el SHD permite ver la interferencia de todas las interfaces esperadas.	159
A.1. Esquema de los vectores k_1 y k_2 que generan las señales del SHD.	165
A.2. Esquema de las distancias recorridas en cada rama del interferómetro.	170
A.3. Salida del SHD para señales LCI con índice constante de distinto valor, para el caso $k \neq k_L$ (a) y $k = k_L$ (b) donde se evidencia la forma cosenoidal.	174
A.4. (a) Salida del SHD para señales LCI con distintos índices de refracción. (b) Señales superpuestas donde se evidencia el cambio en el ancho dado por la dispersión.	175
A.5. (a) Salida del SHD considerando el índice del vidrio NSF8 constante y variable. (b) y (c) Frecuencia instantánea hallada a partir de la transformada de Hilbert de la señal para índice constante y variable respectivamente.	176
B.1. Diagrama del proceso para generar la señal LCI.	178
B.2. Diagrama del proceso para calcular la salida del SHD.	179

Índice de tablas

6.1. Prominencia de los picos hallados para cada método, normalizada por la prominencia del pico central.	129
6.2. Comparación del desempeño entre métodos. El límite de detección fue hallado a partir de la menor franja detectada en cada caso.	130

Capítulo 1

Introducción y motivaciones

Desde finales del siglo XIX, el uso de ensayos no destructivos (END) se ha extendido a diversas áreas de aplicación como medio de diagnóstico y control de calidad [3]. Estos ensayos hacen referencia a las técnicas de análisis utilizadas tanto en el ámbito científico como industrial para evaluar las propiedades de un material, componente o sistema, sin dañar la muestra bajo estudio. Las áreas de aplicación abarcan desde el control de calidad y el mantenimiento de equipos e instalaciones [4], hasta la restauración y conservación de patrimonios culturales [5].

Los principales métodos utilizados para los END pueden clasificarse como se muestra en la Figura 1.1. Entre los más utilizados se encuentran la emisión acústica, de microondas y ultrasonido [6] y las corrientes parásitas [7]. Sin embargo, cada una de ellas presenta distintas limitaciones en cuanto al tipo de material que puede ser analizado o el tipo de defecto que puede detectarse. Los métodos ópticos para END han ido cobrando importancia en los últimos años ya que presentan la ventaja de medir de manera rápida y sin contacto. Los avances tecnológicos recientes han contribuido a mejorar la precisión y sensibilidad de estos métodos, generando una extensa aplicabilidad en estudios científicos e industriales de diferentes estructuras. Entre los métodos ópticos ampliamente utilizados para END se pueden mencionar los sensores con fibra óptica [8, 9], la tomografía infrarroja [10, 11], las técnicas de speckle [12–14] y la endoscopía [15]. Gran parte de estos métodos utilizan técnicas interferométricas para la medición. Por ejemplo, la técnica de speckle utiliza la distribución del patrón de intensidades generado por la interferencia espacial al iluminar con luz coherente una muestra rugosa [15]. En los últimos años ha cobrado gran importancia la técnica de

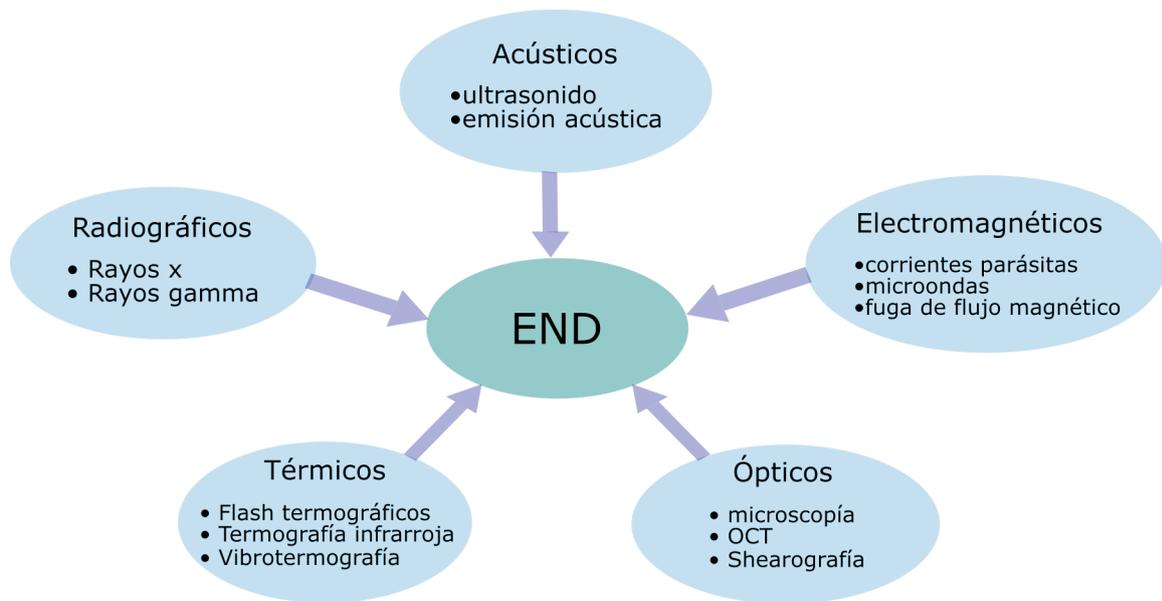


Figura 1.1: Clasificación de algunos de los métodos más utilizados para ensayos no destructivos.

shearografía digital [13, 16], en la cual se comparan los patrones de speckle generados antes y después de la deformación del material, pudiendo encontrar defectos en la superficie del mismo. Si bien esta técnica presenta la ventaja de poder analizar un área extensa de la muestra, los resultados deben ser interpretados por una persona experimentada debido a la complejidad de los mismos y, dado que es necesario aplicar un esfuerzo, existe la posibilidad de dañar el material.

A pesar del constante avance de las tecnologías aplicadas en ensayos no destructivos, las técnicas que permitan realizar imágenes por debajo de la superficie del material de manera rápida, no invasiva y sin contacto son escasas. En las últimas décadas, entre los métodos ópticos para END, se destaca la técnica de tomografía de coherencia óptica (OCT por sus siglas en inglés, *optical coherence tomography*), ampliamente conocida en el ambiente de la biomedicina, que ha comenzado a utilizarse para suplir estas deficiencias.

La técnica OCT es una técnica no invasiva de diagnóstico ampliamente utilizada en el ámbito de la biomedicina para realizar imágenes de alta resolución en dos o tres dimensiones. En sus comienzos a fines de 1980 [17], esta técnica se desarrolló en el campo de la oftalmología, pero rápidamente fue extendiéndose a otras áreas de la biomedicina como la odontología [18], dermatología [19], cardiología [20, 21] y biología del desarrollo [22–25]. El potencial de aplicación de esta técnica fuera del área biomédica se dio a conocer pocos años después de su invención [26]. Sin embargo, pocos grupos a nivel mundial aplicaban esta tecnología a problemáticas relativas a materiales, por lo cual el crecimiento en este área presentaba un

avance lento.

En la última década cada vez más grupos de investigación se interesaron por OCT como una novedosa técnica para los END, explorando diversas aplicaciones. Ejemplos de esto lo constituyen la aplicación en la industria farmacéutica [27] y alimenticia [28], caracterización de distintos materiales como cerámicas [26], polímeros [29], resinas [30], papel [31], compuestos de fibras [32], vidrios [33,34] y fibras ópticas [35]. Actualmente, se pueden encontrar aplicaciones de la técnica OCT que abarcan desde la metrología dimensional [36–41] hasta las ciencias arqueológicas y el diagnóstico de arte [42–45], la botánica [46] y la microfluídica [47]. En la Figura 1.2 se comparan distintos métodos de formación de imágenes en cuanto a su resolución, profundidad de imagen y velocidad [48]. En particular, la técnica de OCT logró ocupar la brecha existente entre los métodos de microscopía confocal, logrando imágenes a mayor profundidad, y los métodos de ultrasonido, logrando imágenes con mejor resolución.

Comparado con otras técnicas de microscopía de alta resolución, por ejemplo la microscopía confocal, OCT presenta además la ventaja de que la resolución lateral y axial se encuentran desacopladas. La resolución axial depende principalmente de la fuente de luz utilizada, mientras que la resolución lateral se encuentra vinculada a la óptica de iluminación de la muestra.

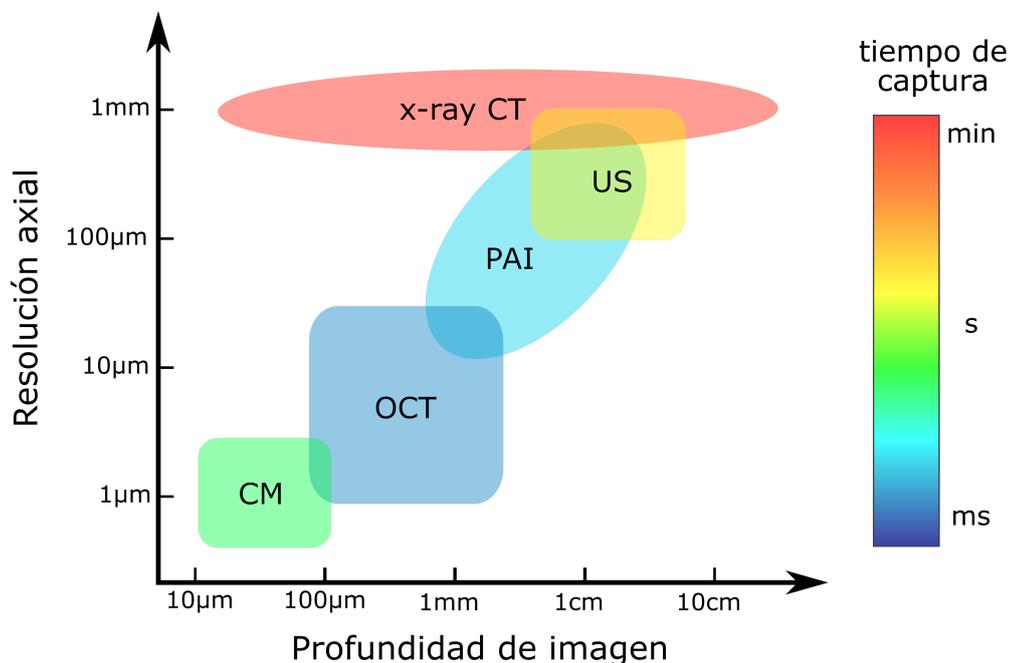


Figura 1.2: Comparación entre la resolución axial, la profundidad de imagen y la velocidad de adquisición para distintos métodos de imágenes. PAI: fotoacústica; US: ultrasonido; CM: microscopía confocal; x-ray CT: tomografía computada.

La técnica OCT se basa en la interferometría de baja coherencia (LCI, por sus siglas en

inglés *low-coherence interferometry*) o interferometría de luz blanca, inicialmente descritas por Sir Isaac Newton. El funcionamiento básico de un sistema LCI consiste en la iluminación de la muestra con una luz de gran ancho de banda a través de un interferómetro. La señal interferométrica resultante es procesada para obtener la diferencia de camino óptico (OPD) de los haces que interfieren, brindando información sobre las distancias de interés dentro de la muestra bajo estudio. Realizando barridos laterales sobre la muestra, como se ilustra en la Figura 1.3, se puede reconstruir la imagen bidimensional o tridimensional de la misma, a la que se denomina imagen de OCT. Existen dos sistemas LCI ampliamente utilizados: en el dominio del tiempo (TD-LCI) y en el dominio de Fourier (FD-LCI), el cual abarca las configuraciones con espectrómetros (SD-LCI) y con fuentes sintonizables (SS-LCI). Cada uno de ellos se caracteriza por la resolución axial, el tiempo de adquisición y el rango de medición alcanzando. El primer hito tecnológico clave en la evolución de estos sistemas fue la utilización de fuentes de gran ancho de banda, con las cuales se logró mejorar sustancialmente la resolución axial, alcanzando valores del orden de unos pocos micrones [49]. El siguiente hito fue la introducción de los sistemas FD-LCI con los cuales los tiempos de adquisición disminuyeron de manera drástica [50, 51].

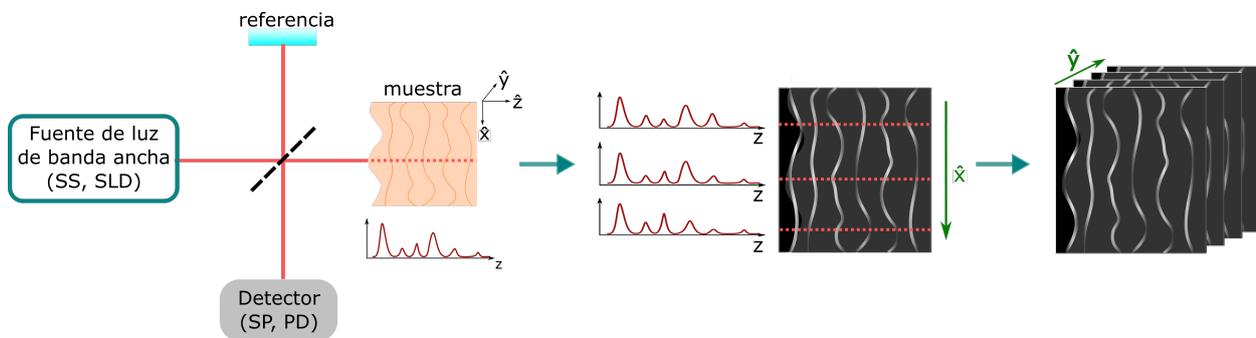


Figura 1.3: Esquema básico de un sistema OCT. Realizando escaneos en las direcciones laterales \hat{x} e \hat{y} puede reconstruirse la imagen volumétrica de la muestra. SS: fuente de barrido; SLD: diodo superluminiscente; SP: espectrómetro; PD: fotodiodo.

En los últimos años, ha crecido considerablemente el interés por extender el rango dinámico de medición de los sistemas LCI/OCT para aplicaciones industriales, sin perturbar su resolución característica. Es el caso, por ejemplo, de industrias autopartistas donde es necesario medir espesores de parabrisas (unos pocos milímetros) y de sus recubrimientos (del orden de cientos de micrómetros), o en el proceso de manufactura de envases (plásticos, vidrios) donde se analiza tanto el espesor del material como los defectos internos que pueda presentar, como pueden ser burbujas dentro de las paredes de una botella.

En TD-LCI, una rama del interferómetro es desplazada para obtener la señal interferométrica a la salida, la cual permite visualizar directamente las distancias de interés de la muestra. Sin embargo, para medir distancias del orden de 1 cm, se requiere el uso de sistemas de desplazamiento de gran precisión pero que resultan extremadamente lentos [52]. Con el desarrollo de FD-LCI, estas limitaciones fueron superadas, ya que no es necesario desplazar la rama de referencia, sino que la señal es adquirida en función de la longitud de onda y procesada para obtener las distancias (usualmente mediante la transformada de Fourier). Esto permite el diseño de sistemas más robustos, rápidos y compactos, sin piezas móviles.

Entre los sistemas FD-LCI, las configuraciones basadas en espectrómetros (SD-LCI) resultan de mayor atractivo para las aplicaciones industriales ya que proveen sistemas de bajo costo y robustos. Sin embargo, los equipos actuales están limitados a rangos de medición del orden de 3 mm - 4 mm, principalmente debido a las características de los espectrómetros que se utilizan como detector en estos casos. Recientemente se han propuesto mejoras a los sistemas SD-LCI, entre las que se destaca, por ejemplo, la generación de la señal compleja de la transformada de Fourier [53–55]. Esta técnica permite duplicar el rango de medición pero para ello son necesarios por lo menos dos pasos en la adquisición de la señal y además realizar un mayor procesamiento de la señal. Por otro lado, se han propuesto modificaciones en el interferómetro de medición, como el desplazamiento entre los haces que interfieren [56, 57] o la incorporación de otro interferómetro que permita desplazar la señal al rango de medición convencional [58]. En todos estos métodos las limitaciones dadas por el espectrómetro siguen presentes y requieren de mayor procesamiento y/o adquisición para la extensión del rango. La técnica de SS-LCI, basada en fuentes de luz sintonizables, permite ampliar el rango de medición logrando valores cercanos a 10 cm [59, 60] e incluso mayores a 1 m [61]. No obstante, las fuentes de barrido utilizadas, así como los detectores y las placas digitalizadoras de alta velocidad necesarias, resultan en un incremento considerable del costo de tales equipos por lo cual su aplicación en ámbitos industriales presenta una fuerte limitación.

El desarrollo de sistemas OCT con características no exploradas anteriormente es de vital importancia para la aplicación de esta técnica en el ambiente industrial. Para extender el uso de la técnica OCT a diversos campos de aplicación es necesario evaluar y desarrollar nuevos sistemas de LCI que permitan extender el rango de medición y/o mejorar la resolución de la técnica.

El objetivo de esta tesis fue desarrollar un sistema de detección para la técnica FD-LCI

que permita extender el rango dinámico para posibles aplicaciones industriales, de bajo costo y sin degradar la alta resolución axial del equipo. Para ello se implementó un nuevo detector basado en un espectrómetro espacial heterodino, el cual consiste en un interferómetro de tipo Michelson con redes de difracción en ambas ramas [1]. Este detector, denominado detector espacial heterodino (SHD), permite obtener a la salida directamente las señales de interés en las imágenes adquiridas, sin necesidad de mayor procesamiento.

En el capítulo 2, se desarrollan los fundamentos teóricos de la interferometría de baja coherencia y se plantean las ventajas y limitaciones de cada una de las configuraciones convencionales. En el capítulo 3 se explica el funcionamiento de los espectrómetros por transformada de Fourier, centrándose en el espectrómetro espacial heterodino y se estudia su aplicación sobre señales interferométrica típicas de la técnica LCI. Para comprender mejor el funcionamiento del SHD para este tipo de señales LCI, en el capítulo 4 se detallan distintas simulaciones numéricas desarrolladas para estudiar su comportamiento ante la variación de parámetros de su configuración y de los elementos que lo componen. Estas simulaciones permitieron analizar la versatilidad del detector SHD desarrollado, así como determinar la configuración óptima del mismo según la aplicación en la cual se lo desee utilizar, por ejemplo, optimizando la resolución y el rango de medición.

En el capítulo 5 se muestra el desarrollo experimental del detector junto a la calibración necesaria. Además, se presentan distintas configuraciones en las cuales puede ser utilizado, según la aplicación que se desee, abarcando rangos máximos de medición entre los 2 cm y los 5 cm, lo cual representa una mejora notable respecto a los sistemas SD-LCI.

En el capítulo 6 se detallan y comparan distintos algoritmos que permiten mejorar las imágenes adquiridas por el SHD para facilitar el análisis de las señales. En particular se muestra el desarrollo de un algoritmo adaptativo propio cuyo desempeño resulta satisfactorio para mejorar la visualización de las imágenes. Además se estudia el análisis por correlación de las mismas, el cual permite extraer la información de señales de baja intensidad.

En el capítulo 7 se analiza la funcionalidad del SHD aplicándolo a la medición de topografías y tomografías de distintas muestras. Se muestra el diseño y desarrollo experimental de una configuración sin partes móviles, que permite medir un rango cercano a los 2 cm sin variaciones considerables en su sensibilidad a lo largo de todo el rango. Además se diseñó la entrada por fibra óptica lo cual permite independizarse del interferómetro de medición utilizado para generar la señal LCI. Se muestran mediciones de perfilometría en rangos

convencionales (menores a 3 mm) y en rangos extensos (cercaos a 1 cm) sobre muestras metálicas y se estudian tomografías de materiales semitransparentes. A modo de completitud se compara el desempeño del SHD con el espectrómetro utilizado convencionalmente en los sistemas SD-LCI, mostrando la extensión efectiva del rango de medición.

Finalmente, en el capítulo 8 se exponen las conclusiones del trabajo realizado, remarcando las ventajas y limitaciones del detector SHD, así como posibles mejoras para el diseño y la alineación del mismo.

Capítulo 2

Interferometría de baja coherencia

El principio de funcionamiento de la tomografía de coherencia óptica (OCT) se basa en la interferometría de baja coherencia (LCI) en la cual la muestra bajo estudio es iluminada por una fuente de baja coherencia, es decir, de ancho de banda extenso. La luz retrodispersada por las distintas interfaces de la muestra es analizada mediante un interferómetro, comparando las diferencias de camino óptico respecto a una distancia conocida. Al realizar barridos laterales del haz de iluminación sobre la muestra es posible reconstruir la imagen en dos o tres dimensiones de la misma, pudiendo analizar la topografía del material y la tomografía en el caso de muestras semitransparentes. A continuación se describen la teoría que modela esta técnica y las configuraciones experimentales más usuales.

2.1. Fundamentos teóricos

El esquema básico de un sistema LCI (Figura 2.1) se basa en un interferómetro de Michelson iluminado por una fuente de luz de baja coherencia. En una de las ramas del interferómetro se ubica la muestra bajo estudio mientras que la otra rama se considera de referencia, dado que la luz recorre un camino óptico conocido. Al utilizar fuentes de baja coherencia, la interferencia entre la luz proveniente de ambas ramas sólo se observará cuando la diferencia entre los caminos ópticos se encuentre dentro de una longitud de coherencia.

Para modelar el sistema, se considera al interferómetro iluminado por una onda plana policromática, que puede expresarse como una superposición de ondas monocromáticas. Para

cada longitud de onda λ es útil escribir el campo eléctrico en forma compleja como

$$E_i = s(k, \omega)e^{i(kz - \omega t)} \quad (2.1.1)$$

donde $s(k, \omega)$ es la amplitud del campo eléctrico en función del número de onda $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ y la frecuencia angular ω . El divisor de haces se supone acromático y con una relación de 50:50. El reflector de referencia, usualmente un espejo, se encuentra a una distancia z_R del divisor de haces y posee una reflectividad del campo eléctrico r_R .

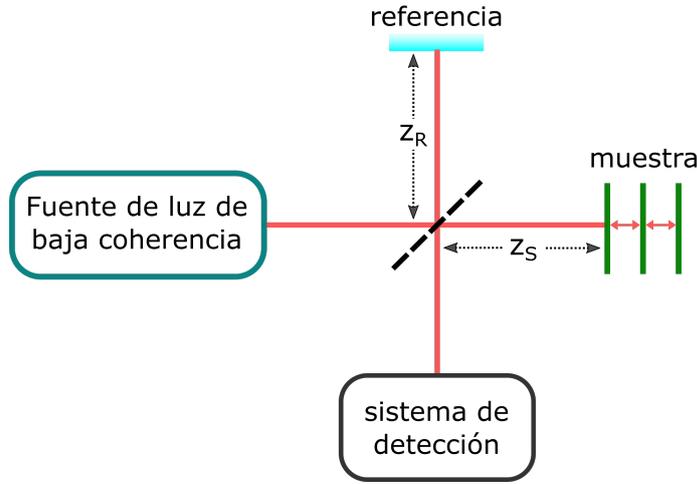


Figura 2.1: Esquema experimental típico de un sistema LCI. Una fuente de luz de baja coherencia ilumina un interferómetro de tipo michelson en una de cuyas ramas se coloca la muestra bajo estudio. La interferencia entre luz retrodispersada por cada interfaz de la muestra y el haz de referencia es detectado para su posterior análisis.

La muestra bajo estudio se caracteriza por la reflectividad r_S de cada una de las interfaces que la componen, que se encuentran a distancia z_S del divisor de haces. Si bien $r_S(z_S)$ puede ser continuo, producto de la variación continua del índice de refracción en muestra biológicas por ejemplo, para simplificar el estudio se consideran N reflexiones discretas, cada una modelada como una función delta de Dirac centrada en z_n y con reflectividad r_{S_n} :

$$r_S(z_S) = \sum_{n=1}^N r_{S_n} \delta(z_S - z_{S_n}) \quad (2.1.2)$$

El campo eléctrico incidente sobre el divisor al volver de la muestra resulta entonces

$$E_S = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_{S_n} e^{i2(kz_{S_n})} \quad (2.1.3)$$

mientras que desde la referencia retorna un campo $E_R = \frac{E_i}{\sqrt{2}} r_R e^{i2(kz_R)}$. Cada campo se ve disminuido a la mitad en potencia al pasar por el divisor de haces, de ahí el factor $\frac{1}{\sqrt{2}}$. La fotocorriente generada en el detector $I_D(k, \omega)$ será proporcional al cuadrado de la suma de los campos incidentes:

$$I_D(k, \omega) = \frac{\rho}{2} \langle |E_R + E_S|^2 \rangle \quad (2.1.4)$$

$$= \frac{\rho}{2} \left\langle \left| \frac{s(k, \omega)}{\sqrt{2}} r_R e^{i2(kz_R)} + \frac{s(k, \omega)}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_{S_n} e^{i2(kz_{S_n})} \right|^2 \right\rangle \quad (2.1.5)$$

donde el operador $\langle \cdot \rangle$ simboliza la integración en el tiempo de respuesta del detector. Al expandir (2.1.4) se eliminan los términos dependiente de la frecuencia angular ω ya que varían mucho más rápido que la respuesta de detector. Se llega así a una expresión sólo con los términos invariantes en el tiempo:

$$\begin{aligned} I_D(k) &= \frac{\rho}{4} [S(k)(R_R + R_{S_1} + R_{S_2} + \dots)] \\ &+ \frac{\rho}{4} \left[S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} (e^{i2k(z_R - z_{S_n})} + e^{-i2k(z_R - z_{S_n})}) \right] \\ &+ \frac{\rho}{4} \left[S(k) \sum_{n \neq m}^N \sqrt{R_{S_m} R_{S_n}} (e^{i2k(z_{S_m} - z_{S_n})} + e^{-i2k(z_{S_m} - z_{S_n})}) \right] \end{aligned} \quad (2.1.6)$$

donde $S(k, \omega) = \langle |s(k, \omega)|^2 \rangle$ representa la dependencia espectral en potencia de la fuente de luz. A modo de ejemplo, se suele modelar este espectro con una forma Gaussiana ya que aproxima la forma de las fuentes de luz reales y tiene propiedades útiles de su transformada de Fourier. La función Gaussiana normalizada de $S(k)$ y su transformada de Fourier inversa $\gamma(z)$ están dadas por

$$S(k) = \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{k-k_0}{\Delta k}\right)^2} \xleftrightarrow{F} \gamma(z) = e^{-z^2 \Delta k^2} \quad (2.1.7)$$

donde k_0 representa el número de onda central del espectro de la fuente y Δk su ancho de banda espectral, correspondiente a la mitad del espectro en $1/e$ de su máximo. Ambas funciones se ilustran en la Figura 2.2. A la función $\gamma(z)$ se la denomina función de coherencia ya que su ancho completo a mitad de altura (FWHM) está definido por la longitud de coherencia l_c de la fuente. La relación entre la longitud de coherencia y el ancho de banda

de la fuente está dada por

$$l_c = \frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta k} = \frac{2\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (2.1.8)$$

donde λ_0 representa el centro del espectro en longitud de onda y $\Delta\lambda$ su ancho FWHM, de manera tal que $\Delta k = \frac{\pi}{\sqrt{\ln(2)}} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$. Es útil notar la relación inversa entre el ancho de banda y la longitud de coherencia de la fuente.

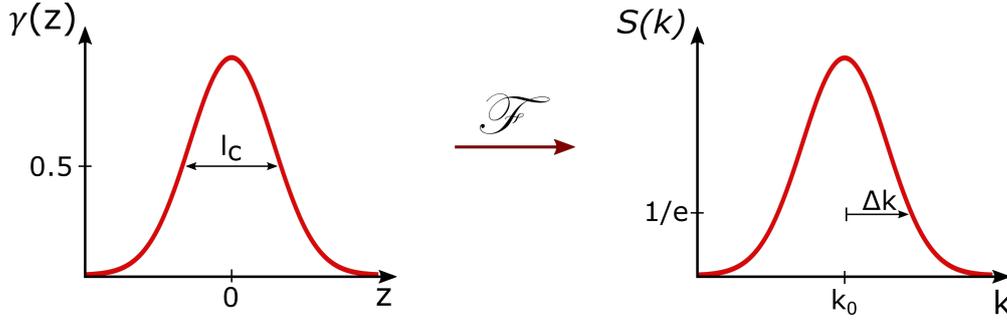


Figura 2.2: Ilustración de la relación por transformada de Fourier entre la función de coherencia $\gamma(z)$ de forma gaussiana, cuyo ancho define la longitud de coherencia l_c , y el espectro de la fuente $S(k)$ centrado en k_0 caracterizado por su ancho Δk .

Utilizando la fórmula de Euler en (2.1.6) se llega a la expresión para el interferograma espectral:

$$I_D(k) = \frac{\rho}{4} [S(k)(R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] + \frac{\rho}{4} \left[S(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} (\cos(2k(z_R - z_{S_n}))) \right] + \frac{\rho}{4} \left[S(k) \sum_{n \neq m}^N \sqrt{R_{S_m} R_{S_n}} (\cos(2k(z_{S_m} - z_{S_n}))) \right] \quad (2.1.9)$$

el cual comprende tres términos principales: el primero constante o DC, independiente del camino óptico, el segundo correspondiente a los términos de correlación cruzada, dependientes de la diferencia de camino óptico entre la referencia y la muestra y un tercero denominado de “autocorrelación” ya que representa la interferencia que se produce entre las distintas interfaces reflectoras de la muestra.

Para entender el funcionamiento de los sistemas LCI es útil pensar el caso de una sola reflexión por parte de la muestra. En este caso la fotocorriente se reduce a

$$I_D(k) = \frac{\rho}{4} [S(k)(R_R + R_{S1})] + \frac{\rho}{4} \left[S(k) \sqrt{R_R R_{S1}} (\cos(2k(z_R - z_{S1}))) \right]. \quad (2.1.10)$$

es decir sólo está presente el término constante y un único término de interferencia. Esto produce que el espectro de la fuente se vea modulado por un solo coseno cuyo período es proporcional a la distancia entre la reflexión en la referencia y en la muestra. Cada superficie reflectante que se agregue en la muestra, agregará un término de interferencia con la referencia y otro de autocorrelación con las otras superficies.

En la actualidad los esquemas de LCI se clasifican en dos grandes grupos según como se realice la adquisición de la señal I_D : en el dominio temporal o en el dominio de Fourier.

2.1.1. Interferometría de baja coherencia en el dominio del tiempo

En sus inicios, el esquema utilizado para la técnica LCI era el actualmente denominado *Time Domain Low-coherence Interferometry*, TD-LCI. El mismo se ilustra en la Figura 2.3a.

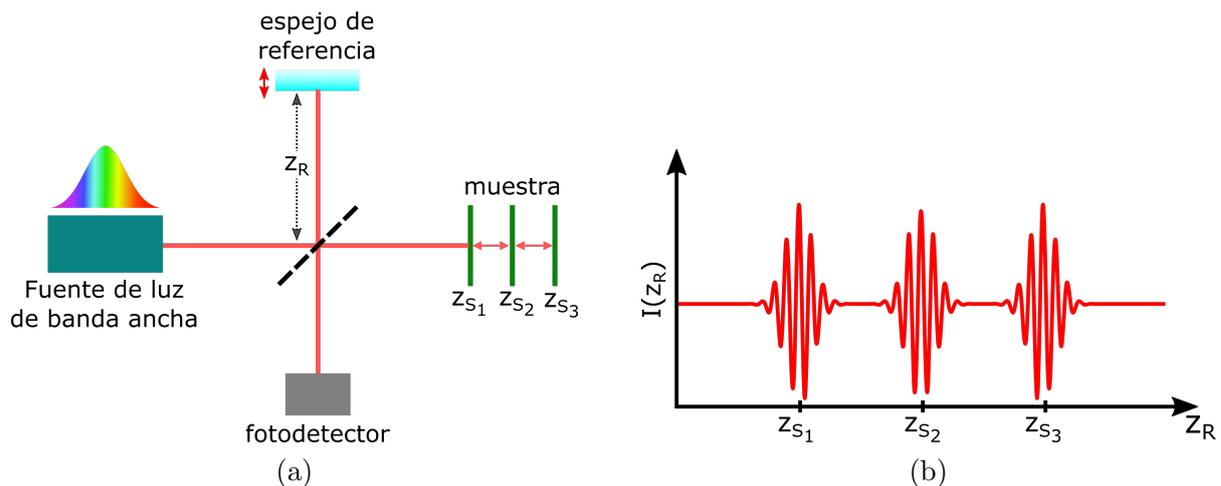


Figura 2.3: (a) Esquema experimental de los sistemas TD-LCI. El espejo de referencia se desplaza para modificar la diferencia de camino entre las ramas. (b) Señal típica adquirida al barrer la rama de referencia, se observa la interferencia por cada interfaz reflectiva z_S de la muestra bajo estudio.

El funcionamiento de este sistema consiste en realizar un barrido de la distancia de referencia z_R , de manera tal que cuando la diferencia entre z_R y z_S se encuentra dentro de una longitud de coherencia de la fuente de luz, es posible observar la señal de interferencia. Las fuentes utilizadas comúnmente en estos sistemas son diodos superluminescentes (SLD) con anchos de banda menores a 100 nm centrados en el infrarrojo cercano ($\approx 800nm$), los cuales proveen buen desempeño a bajo costo. En este tipo de esquemas la adquisición de la señal se realiza mediante un único fotodetector, es decir que para cada posición z_R se tiene la integral sobre todo k de (2.1.6)

$$I_D(z_R) = \frac{\rho}{4}[S_0(R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] + \frac{\rho}{2} \left[S_0 \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} e^{-(z_R - z_{S_n})^2 \Delta k^2} \cos(2k_0(z_R - z_{S_n})) \right] \quad (2.1.11)$$

donde $S_0 = \int_0^\infty S(k)dk$ es la potencia espectral emitida por la fuente. Esto da como resultado el perfil de reflectividades de la muestra modulado por una señal cosenoidal cuya frecuencia depende del número de onda central del espectro k_0 . Es útil notar que toda la señal oscila alrededor del valor constante DC. A este perfil en profundidad se lo suele denominar “A-scan” (Figura 2.3b). Si se realiza un barrido en alguna de las direcciones laterales de la muestra la colección de los A-scan obtenidos para cada posición se denomina B-scan y permite obtener una imagen en dos dimensiones de la muestra bajo estudio.

El rango de medición de estos sistemas será tan extenso como el desplazamiento de la referencia lo permita, por lo tanto las plataformas de desplazamiento lineal que se utilicen juegan un rol fundamental. Por un lado para distancias largas se requiere un desplazamiento de igual magnitud pero con un paso suficientemente pequeño para muestrear correctamente la señal, lo cual puede incrementar notablemente el costo del equipo. Por otro lado el tiempo de adquisición de un perfil dependerá de cuán rápido pueda realizarse y adquirirse el barrido en el rango deseado. Estas características dificultan la aplicación de TD-LCI en el ámbito industrial, donde se requieren equipos rápidos y de bajo costo para ser incorporados, por ejemplo, a la línea de producción. En este sentido la introducción de la técnica LCI en el dominio de Fourier provee las herramientas para suplir estas deficiencias.

2.1.2. Interferometría de baja coherencia en el dominio de Fourier

En la técnica LCI en el dominio de Fourier la fotocorriente es adquirida y procesada utilizando análisis de Fourier para reconstruir el perfil de reflectividades de la muestra. Existen dos sistemas típicos según el proceso de adquisición de $I_D(k)$ que se utilice. Uno, denominado LCI en el dominio espectral (SD-LCI) o LCI basado en espectrómetros, donde se utilizan las mismas fuentes de luz de banda ancha que en TD-LCI y todas las componentes espectrales se adquieren simultáneamente a la salida mediante de un espectrómetro [50,62,63]

(ver Figura 2.4a). El otro sistema utiliza una fuente láser de barrido de alta velocidad por lo cual se denomina *swept-source* (SS-LCI). En este caso las componentes espectrales de $I_D(k)$ son capturadas secuencialmente mediante un único detector mientras se sintonizan las distintas longitudes de onda de la fuente láser [64–66] (ver Figura 2.4b).

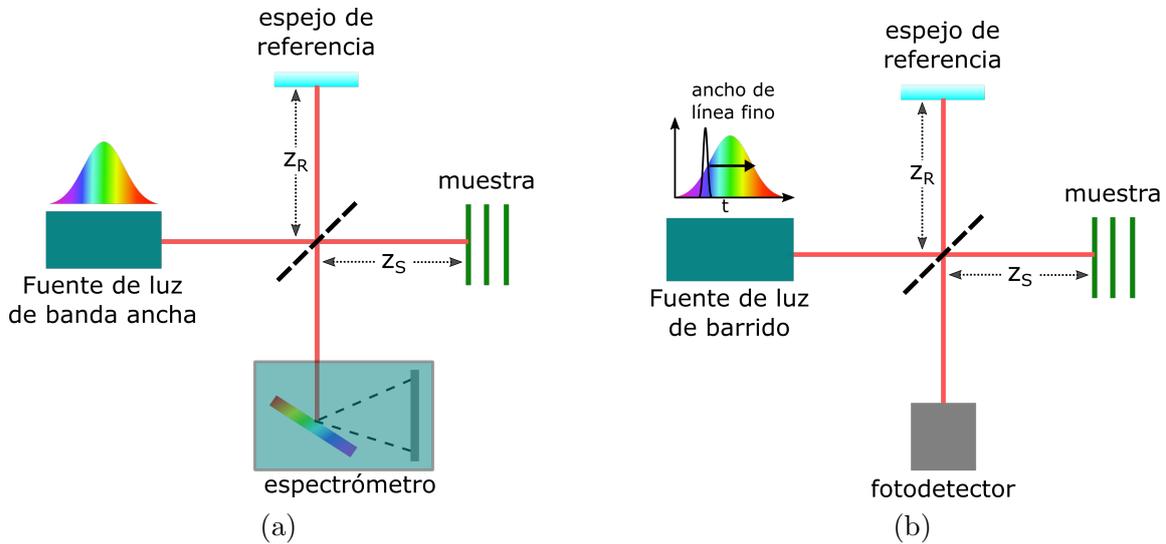


Figura 2.4: Esquemas experimentales utilizados para FD-LCI. (a) SD-LCI utiliza una fuente de banda ancha y la señal es adquirida mediante un espectrómetro. (b) En SS-LCI la detección se realiza mediante un único fotodetector, sincronizada con el barrido en longitud de onda de una fuente sintonizable.

El perfil de reflectividades se estima a partir de la transformada de Fourier inversa de $I_D(k)$, utilizando las relaciones entre los pares transformados $\frac{1}{2} [\delta(z + z_0) + \delta(z - z_0)] \xleftrightarrow{F} \cos(kz_0)$ y la propiedad de convolución $x(z) \otimes y(z) \xleftrightarrow{F} X(k)Y(k)$ sobre (2.1.9)

$$\begin{aligned}
 i_D(z) &= \frac{\rho}{8} [\gamma(z)(R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] \\
 &+ \frac{\rho}{4} \left[\gamma(z) \otimes \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} (\delta(z \pm 2(z_R - z_{S_n}))) \right] \\
 &+ \frac{\rho}{8} \left[\gamma(z) \otimes \sum_{n=1}^N \sqrt{R_{S_n} R_{S_m}} (\delta(z \pm 2(z_{S_n} - z_{S_m}))) \right].
 \end{aligned} \tag{2.1.12}$$

Aquí se identifica nuevamente el primer término de la suma con el valor DC, el segundo con los términos de correlación cruzada y el último con la autocorrelación.

Al calcular las convoluciones de (2.1.12) se obtiene el A-scan correspondiente a la medi-

ción:

$$\begin{aligned}
 i_D(z) = & \frac{\rho}{8} [\gamma(z)(R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] \\
 & + \frac{\rho}{4} \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} [\gamma(2(z_R - z_{S_n})) + \gamma(-2(z_R - z_{S_n}))] \\
 & + \frac{\rho}{8} \sum_{n=1}^N \sqrt{R_{S_n} R_{S_m}} [\gamma(2(z_{S_n} - z_{S_m})) + \gamma(-2(z_{S_n} - z_{S_m}))].
 \end{aligned} \tag{2.1.13}$$

Un ejemplo de este tipo de señales se esquematiza en la Figura 2.5. El término DC (P_{DC}) está representado por la función $\gamma(z)$ centrada en el origen de coordenadas. Los términos de autocorrelación (P_{AC}) se ubican cercano al cero ya que generalmente la distancia entre interfaces de la muestra son menores a las diferencias de camino con la referencia.

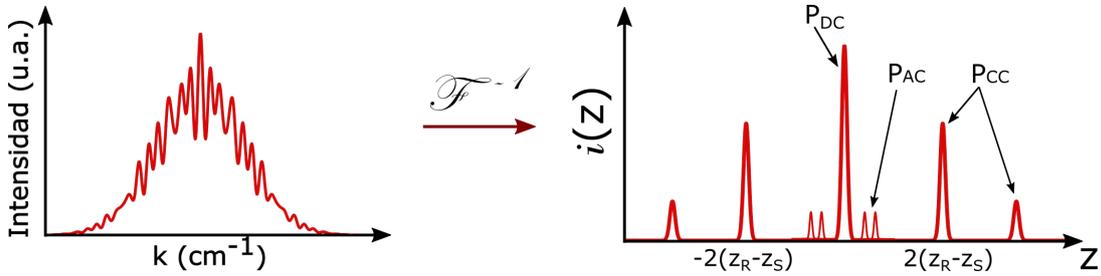


Figura 2.5: Relación entre la señal adquirida en función del número de onda k y su transformada inversa a partir de la cual se halla el perfil de reflectividades de la muestra bajo estudio. Los picos P_{DC} , P_{AC} y P_{CC} corresponden a los términos de continua, correlación y autocorrelación respectivamente.

Por último las señales correspondientes a la interferencia entre cada interfaz reflectante y la referencia (P_{CC}) se ubican al doble de la diferencia $z_R - z_S$ debido a que el interferómetro mide la diferencia de camino óptico completa (ida y vuelta hasta la interfaz). La intensidad de estas últimas se ve amplificada notoriamente por el factor $\sqrt{R_R}$ debido a la alta reflectividad de la referencia. El ancho de la señal está dado por la longitud de coherencia de la fuente, por la convolución con $\gamma(z)$, por lo cual a mayor ancho de banda mejor será la resolución de la técnica (por (2.1.8))

La introducción de los sistemas en el dominio de Fourier permitió incrementar notablemente la velocidad de adquisición, principalmente debido a que no se necesita de barridos mecánicos. Además posee una gran ventaja respecto a los sistemas TD-LCI en cuanto a la sensibilidad [50, 67, 68] dada esencialmente porque todas las retroreflexiones de la muestra son medidas simultáneamente, sin necesidad de realizar barridos axiales de la referencia. Para la mayoría de los sistemas LCI estas mejoras presuponen un incremento entre cincuenta

y cien veces en la sensibilidad.

En el caso de SS-LCI las mejoras en la sensibilidad y la velocidad en sus inicio se vio limitada por la tecnología de los láseres disponibles. Sin embargo, con el correr de los años y el desarrollo de nuevos láseres de barrido se han logrado alcanzar velocidades de 370000 “A-scan” por segundo [69], aproximadamente cien veces más rápido que la técnica tradicional. Aparejado con el uso de nuevas tecnologías estos equipos presentan un costo elevado ya que además se necesitan placas digitalizadores y detectores de alta velocidad, lo cual puede resultar en una desventaja en aplicaciones industriales de la técnica. En este sentido, la técnica SD-LCI presenta la ventaja de utilizar fuentes de menor costo y espectrómetros de fácil acceso en el mercado.

Las principales limitaciones de estas técnicas provienen del instrumental utilizado para adquirir el interferograma espectral y la digitalización del mismo. En primer lugar, los instrumentos utilizados para la adquisición tienen una resolución espectral finita $\delta_r k$ [70]. Para SS-LCI esta resolución está dada por el ancho de línea de la fuente de barrido mientras que en SD-LCI es la resolución espectral del espectrómetro, incluyendo el espaciamiento finito entre los píxeles del array lineal o la cámara utilizada [50, 51].

El efecto de la resolución espectral finita puede modelarse [71] convolucionando el interferograma ideal con una función gaussiana con un ancho a mitad de altura $\delta_r k$. El “A-scan” se encuentra multiplicado entonces por un factor de disminución (o “fall-off”) cuya forma está dada por la transformada inversa de la forma gaussiana de la resolución, que también es gaussiana

$$i_D(z') \exp \left[-\frac{z'^2 \delta_r k^2}{4 \ln(2)} \right] \xrightarrow{F} I_D(k) \otimes \exp \left[-\frac{4 \ln(2) k^2}{\delta_r k^2} \right] \quad (2.1.14)$$

donde se usó la variable reescalada $z' = 2z$. El decaimiento de la sensibilidad con la profundidad puede entenderse como el decrecimiento en la visibilidad de las franjas de mayor frecuencia que corresponden a muestras con mayor profundidad. Este decaimiento suele caracterizarse a partir de la profundidad a partir de la cual la sensibilidad decae a la mitad o 6dB en unidades de SNR:

$$z'_{6dB} = \frac{2 \ln(2)}{\delta_r k} = \frac{\ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\delta_r \lambda}. \quad (2.1.15)$$

Al expresar z'_{6dB} en términos de la longitud de onda λ se observa que este valor corresponde a la mitad de la longitud de coherencia correspondiente a la resolución espectral (ver (2.1.8)).

Por otro lado, otra consideración importante es el muestreo del interferograma espectral.

Para un intervalo de muestreo $\delta_s k$ en M canales linealmente espaciados en k el rango total de números de onda adquiridos es $\Delta k = N\delta_s k$ lo cual resulta en un intervalo en el dominio espacial z $\delta_s z' = 2\pi/(2\Delta k)$. Siguiendo el criterio de Nyquist, las profundidades máximas y mínimas estarán dadas por

$$\pm z_{max} = \pm \frac{\pi}{2\delta_s k} = \pm \frac{\lambda_0^2}{4\delta_s \lambda}. \quad (2.1.16)$$

2.1.3. Resolución de la técnica

Una de las principales ventajas de la técnica OCT respecto a las técnicas convencionales de microscopía, es la independencia de la resolución lateral y la axial. El hecho de que se encuentren desacopladas permite alcanzar grandes resoluciones axiales independientemente de las condiciones de enfoque sobre la muestra.

Como se analizó anteriormente la resolución axial (δz) está dada por el ancho de banda de la fuente utilizada. En cambio, la resolución lateral δx se relaciona con el tamaño focal del haz que ilumina la muestra. Como en la microscopía convencional, la resolución transversal y la profundidad de campo están determinadas por el tamaño del haz enfocado, definido como la cintura de un haz gaussiano en $1/e^2$, del cual se obtiene

$$\delta x = 4 \frac{\lambda f}{\pi d} \quad (2.1.17)$$

donde f es la distancia focal de la lente utilizada y d el tamaño del haz a la entrada.

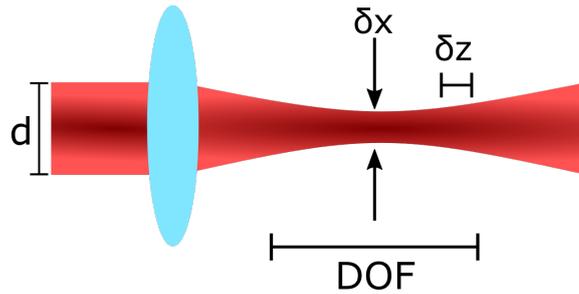


Figura 2.6: Esquema de la resolución lateral δx y axial δz y la profundidad de foco DOF de la técnica LCI considerando un haz gaussiano.

La profundidad de foco (DOF) está dada por el doble de la distancia de Rayleigh z_R

$$2z_R = \pi \frac{\Delta x^2}{2\lambda}. \quad (2.1.18)$$

De (2.1.17) y (2.1.18) se concluye que la resolución transversal puede mejorarse a costas de

reducir la profundidad de foco y viceversa, como se ilustra en la Figura 2.6.

2.2. Comentarios finales

El uso de la técnica LCI en el dominio de Fourier permitió incrementar considerablemente la velocidad de adquisición expandiendo sus campos de aplicación. En ámbitos industriales, SD-LCI resulta de gran utilidad por su costo accesible, pero tiene una limitación muy importante en el rango de profundidad alcanzando típicamente los 3-4 mm. Esto se debe principalmente al espectrómetro utilizado en la detección (en particular la cantidad y tamaño de píxeles de su sensor) y al posterior procesamiento. En el caso de SS-LCI, esta limitación no está presente y se alcanzan fácilmente rangos del orden de centímetros, pero el costo del equipo se ve aumentado considerablemente.

Por otro lado, la técnica de TD-LCI presenta la ventaja de poder observar las señales de interés a medida que se realiza el barrido, sin necesidad de un procesamiento previo, lo cual resulta una desventaja para los sistemas FD-LCI donde es necesario realizar la transformada de Fourier para poder visualizar los resultados.

Capítulo 3

Espectrómetro espacial heterodino

3.1. Espectrómetros por transformada de Fourier

Una de las aplicaciones de la interferometría óptica es la espectroscopía por transformada de Fourier (FTS). En la misma se adquiere la intensidad en un punto del patrón de interferencia a medida que se varía la diferencia de camino óptico del interferómetro [72]. Al realizar la transformada de Fourier del interferograma (parte variable de la función de interferencia) se obtiene el espectro. La FTS es ampliamente utilizada en la región del infrarrojo debido a su mayor sensibilidad y resolución comparada con los espectrómetros dispersivos con redes de difracción.

3.1.1. Descripción teórica

Si se considera un interferómetro de tipo Michelson iluminado por un haz colimado monocromático, la salida del detector puede describirse en función del retardo δ que corresponde a la diferencia de camino óptico OPD entre ambas ramas del interferómetro. Para un número de onda lineal $\tilde{\nu} = 1/\lambda$, la expresión resulta

$$G(\delta) = g(\tilde{\nu})(1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}\delta)) \quad (3.1.1)$$

donde

$$g(\tilde{\nu}) = L(\tilde{\nu})D(\tilde{\nu}) \quad (3.1.2)$$

es el producto entre la radiación estudiada $L(\tilde{\nu})$ y una función $D(\tilde{\nu})$ que representa la dependencia en longitud de onda de todos los elementos del sistema interferométrico como, por ejemplo, la sensibilidad del detector. Si la fuente tiene un rango espectral amplio, se debe integrar la señal (3.1.1) en todo el rango de frecuencias, resultando

$$\begin{aligned} G(\delta) &= \int_0^{\infty} g(\tilde{\nu})(1 + \cos(2\pi\tilde{\nu}\delta)) \\ &= \int_0^{\infty} g(\tilde{\nu})d\tilde{\nu} + \int_0^{\infty} g(\tilde{\nu})\cos(2\pi\tilde{\nu}\delta)d\tilde{\nu} \\ &= C + F(\delta). \end{aligned} \quad (3.1.3)$$

El primer término de la suma corresponde a una constante C mientras que el segundo término es la parte de la salida dependiente de la OPD y se lo denomina interferograma $F(\delta)$. Si se realiza la transformada inversa sobre el interferograma, se obtiene

$$g(\tilde{\nu}) = 4 \int_0^{\infty} F(\delta)\cos(2\pi\tilde{\nu}\delta)d\delta. \quad (3.1.4)$$

El interferograma debe muestrearse siguiendo el criterio de Nyquist para que la digitalización se produzca sin pérdida de información y el espectro pueda ser reconstruido de manera correcta. Según este criterio, la frecuencia de muestreo (ω_s) de la señal cosenoidal debe ser mayor al doble de la mayor frecuencia (ω_{max}) que se desee medir [72]:

$$\omega_s > 2\omega_{max} \quad (3.1.5)$$

$$> 2(2\pi\tilde{\nu}_{max}) \quad (3.1.6)$$

lo cual indica que la diferencia de camino óptico entre muestras debe ser

$$\Delta opd = \frac{1}{2\nu_{max}} = \frac{\lambda_{min}}{2} \quad (3.1.7)$$

siendo λ_{min} la mínima longitud de onda que se quiere registrar. La resolución espectral $\Delta\tilde{\nu}$ estará dada por la longitud de la señal adquirida δ_m a través de

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{\delta_m}. \quad (3.1.8)$$

A modo de ejemplo, en señales cosenoidales incrementar la cantidad de períodos mejora la resolución de la señal en el espacio transformado.

Las principales ventajas de los FTS frente a los espectrómetros dispersivos con redes surgen de dos conceptos conocidos como ventajas de multiplexado (Fellgett) y de rendimiento (Jacquinot) [73]. En primer lugar, el interferómetro recibe información de todo el rango espectral en cada punto del escaneo, mientras que un espectrómetro convencional de red de difracción recibe información sólo de la porción que atraviesa la rendija del instrumento. Es decir que el FTS tiene la capacidad de medir toda la información espectral simultáneamente, lo cual se traduce en un incremento de la relación señal a ruido del espectro medido. Esta ventaja es conocida como multiplexado o Fellgett. Por otro lado, la ventaja de Jacquinot se relaciona con el rendimiento (throughput) o *étendue* que da cuenta del flujo radiativo dentro del sistema óptico y por ende de la potencia. En los FTS la radiación por cada elemento de resolución es mayor ya que no se encuentra limitado por la rendija de entrada como en los espectrómetros dispersivos. Existe, sin embargo, una desventaja importante al utilizar los FTS, en cuanto a la visualización de los datos adquiridos. Dado que la señal de salida no muestra directamente el espectro que se desea medir, los resultados no pueden interpretarse a simple vista sino que es necesario realizar un procesamiento de la señal que permita analizarla.

3.2. Espectrómetro espacial heterodino

El espectrómetro espacial heterodino (SHS) es un tipo de espectrómetro por transformada de Fourier (FTS) originalmente demostrado por Harlander y Roesler [1, 74] para aplicaciones astronómicas. Su diseño se basa en un interferómetro de Michelson pero en cuyas ramas se ubican redes de difracción en lugar de espejos. En el SHS el interferograma es generado espacialmente, lo cual representa una gran ventaja frente a otros FTS, dado que no requiere partes móviles para realizar el escaneo de *opd*.

Desde sus inicios, el uso de los SHS se ha ido expandiendo a distintos ámbitos, particularmente a través de la espectroscopía Raman, para el análisis químico de distintas sustancias como minerales, sales inorgánicas y compuestos orgánicos y farmacéuticos [75–82]. Además se pueden encontrar aplicaciones en la medición de espectros de emisión y velocidad de los vientos en nubes de gases [1, 83–86] así como en la técnica de LIBS (*laser induced breakdown*

spectroscopy) [87].

3.2.1. Principio de funcionamiento

El esquema básico de un SHS consiste en un interferómetro de Michelson donde los espejos son reemplazados por redes de difracción por reflexión iguales G_1 y G_2 (ver Figura 3.1) [1]. Las redes se ubican en la condición Littrow, es decir rotadas en un mismo ángulo de Littrow θ_L respecto al eje óptico. En esta configuración existe una longitud de onda cuyo haz dispersado retorna por el mismo camino que el haz incidente. La misma se denomina longitud de onda de Littrow λ_L y genera frentes de onda paralelos entre sí. Para las otras longitudes de onda, los frentes dispersados se encuentran inclinados un ángulo γ respecto al eje óptico. Los frentes provenientes de cada red se encontrarán cruzados formando un ángulo 2γ entre sí, generando un patrón de interferencia de Fizeau en el plano del detector, con frecuencia $f_x = 2\tilde{\nu}\text{sen}(\gamma)$, donde $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$ es el número de onda lineal. El ángulo γ en el

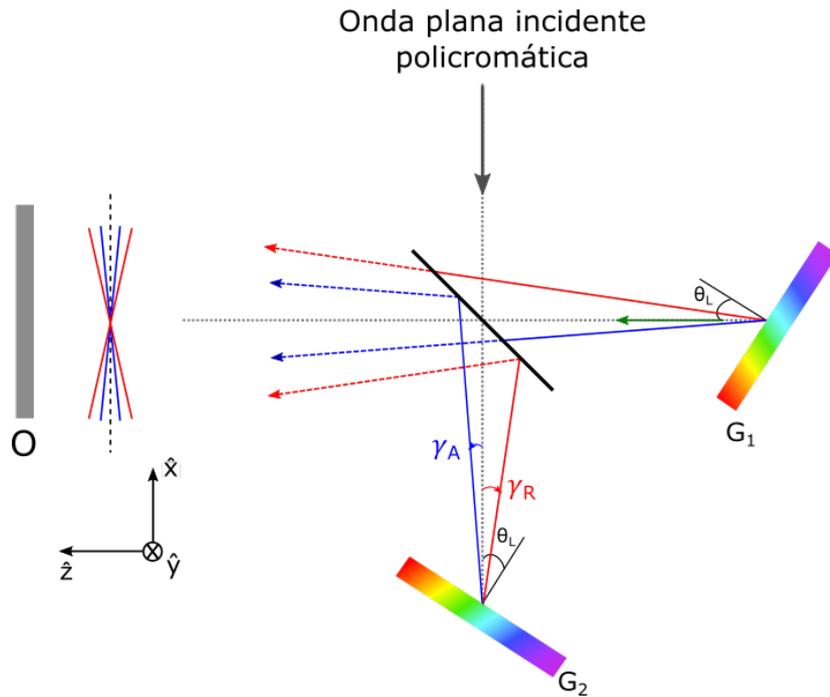


Figura 3.1: Esquema típico de un espectrómetro espacial heterodino. Las redes de difracción (G) se ubican a igual distancia del divisor de haces (BS) inclinadas un ángulo θ_L . Se esquematizan los frentes de onda que interfieren en el plano de observación O para dos longitudes de onda distintas, dispersadas en ángulos γ_A y γ_R respecto al eje óptico.

que cada longitud de onda λ del haz de entrada es dispersada se puede hallar a partir de la ecuación para las redes

$$\tilde{\nu}(\text{sen}(\theta_L) - \text{sen}(\theta_L - \gamma)) = \frac{m}{d} \quad (3.2.1)$$

donde θ_L es el ángulo de Littrow, m el orden difractivo y $1/d$ la densidad de líneas de la red. El caso $\gamma = 0$ corresponde a λ_l y permite hallar θ_L como

$$\theta_L = \text{sen}^{-1} \left(\frac{m}{2d\tilde{\nu}_L} \right) \quad (3.2.2)$$

Para el caso de ángulos γ pequeños (ver cuenta detallada en Anexo I), la frecuencia espacial se puede escribir como

$$f_x = 4(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)tg(\theta_L). \quad (3.2.3)$$

Se observa entonces que la frecuencia espacial de las franjas de interferencia sólo dependerá de la diferencia entre $\tilde{\nu}$ y $\tilde{\nu}_L$, lo cual determina el carácter heterodino del sistema. Cabe destacar que las longitudes de onda simétricas respecto a $\tilde{\nu}_L$ generarán el mismo patrón de interferencia debido a esta característica. La señal de interferencia generada por una única longitud de onda se describe mediante

$$\begin{aligned} I(x) &= I(1 + \cos(2\pi f_x x)) \\ &= I(1 + \cos(2\pi 4(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)tg(\theta_L)x)) \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

donde x es la posición del píxel en el eje \hat{x} del detector (considerando que el mismo se encuentra en el plano XY). Si se reescribe la diferencia de fase $\Delta\phi$ de la señal de interferencia del heterodino, es decir el argumento del coseno, como función de la OPD, se obtiene un factor de conversión $4tg(\theta_L)$ que la relaciona con la posición en el detector x :

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= 2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)4tg(\theta_L)x \\ &= 2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)OPD_{het} \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

Este factor dependerá de la red utilizada y la longitud de onda de Littrow elegida por θ_L . En el caso de una fuente policromática, el interferograma está dado por la superposición de la señal de interferencia de cada longitud de onda:

$$I_{het}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}L(\tilde{\nu}) (1 + \cos(2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)4xtg\theta_L)) d\tilde{\nu} \quad (3.2.6)$$

con $L(\tilde{\nu})$ el espectro de radiancia de la fuente.

En la Figura 3.2, se esquematizan los frentes de onda generados por cada longitud de

onda y el patrón de franjas de interferencia. Cuánto mayor es la diferencia entre λ y λ_L (o $\tilde{\nu}$ y $\tilde{\nu}_L$), mayor es el ángulo entre planos y por ende mayor la frecuencia espacial por 3.2.3. El interferograma final estará formado por la superposición sobre el plano de observación de todos los patrones de franjas correspondientes a cada λ . El interferograma se extenderá

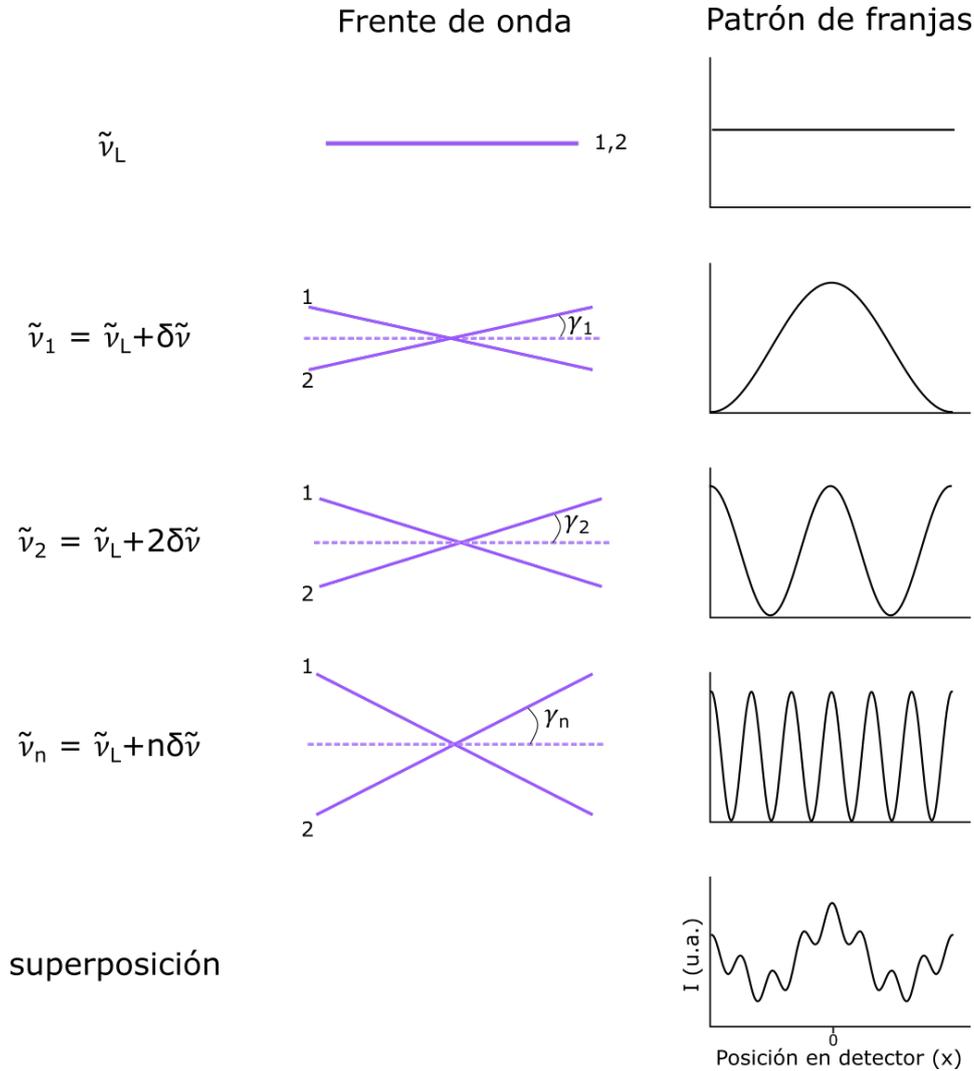


Figura 3.2: Diagrama de los frentes de onda generados por cada número de onda $\tilde{\nu}$ y sus patrones de interferencia correspondientes. La combinación de todos ellos resulta en el interferograma de salida del espectrómetro espacial heterodino (adaptado de [1])

hasta un x_{max} a cada lado desde el punto central que dependerá del ancho del haz W que ilumina la red

$$x_{max} = \frac{W}{2} \cos(\theta_L). \quad (3.2.7)$$

De (3.2.6) se desprende que la señal a la salida del heterodino corresponde a la transformada coseno del espectro de la fuente, lo cual muestra su comportamiento como FTS. Para recuperar el espectro de entrada, se realiza la transformada de Fourier inversa de la distribución

de intensidades adquirida con el SHS (I_{het}). La principal ventaja del SHS frente a otros espectrómetros por transformada de Fourier es la posibilidad de adquirir el interferograma espacialmente a lo largo de la dimensión x del plano de observación simultáneamente para todas las longitudes de onda, sin necesidad de partes móviles.

3.2.2. Configuraciones asimétricas

Si bien en la configuración convencional del SHS se utilizan redes de difracción iguales ubicadas a igual distancia del divisor de haces, existen algunas variaciones que pueden implementarse para simplificar el sistema y/o configurarlo para distintas aplicaciones.

3.2.2.1. Combinación de elementos

Existe también la posibilidad de modificar uno de las redes de difracción, o bien por una red de distinta cantidad de líneas o bien por un espejo generando una configuración asimétrica del interferómetro. Para estos casos será necesario calcular la diferencia de fase generada $\Delta\phi$. En el caso red-espejo, se deduce que la diferencia de camino $\Delta\phi_{R-E}$ se reducirá a la mitad, dado que sólo la red generará planos inclinados para cada longitud de onda, mientras que el espejo producirá planos paralelos al plano de observación para todas por igual.

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{R-E} &= 2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)2tg(\theta_L)x \\ &= 2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)OPD_{het(R-E)}\end{aligned}\quad (3.2.8)$$

Para los casos donde se utilizan redes distintas, la diferencia de camino $\Delta\phi_{R1-R2}$ será una combinación dependiente de los ángulos de Littrow θ_{L1} y θ_{L2} de cada red (por (3.2.2)):

$$\begin{aligned}\Delta\phi_{R1-R2} &= 2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)2(tg(\theta_{L1}) + tg(\theta_{L2}))x \\ &= 2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)OPD_{het(R1-R2)}\end{aligned}\quad (3.2.9)$$

3.2.2.2. Variación de fase inicial

Una posible configuración alternativa del SHS es ubicar las redes a distinta distancia del divisor de haces. Esta configuración es utilizada en algunas aplicaciones para estudiar el corrimiento Doppler de vientos atmosféricos [84, 85, 88, 89], para las cuales es necesario estudiar diferencias de camino óptico en el SHS mayores a las que se generan en la señal

simétrica convencional. Para estos casos, se agrega una diferencia de camino adicional en la ecuación de interferencia 3.2.6 dada por la distancia extra ΔL que recorre la luz en uno de los brazos del interferómetro

$$I_{het}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} L(\tilde{\nu}) (1 + \cos(2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_L)4xtg\theta_L + 2\pi\tilde{\nu}\Delta L)) d\tilde{\nu}. \quad (3.2.10)$$

Esto se traduce en una variación en la fase de los cosenos generados por cada longitud de onda, y un corrimiento hacia la izquierda o derecha sobre el detector del pico de OPD cero, según el signo de ΔL . Para el desarrollo detallado de cómo obtener ΔL ver Anexo I.

3.3. Funcionamiento como detector para señales LCI

Como se discutió en el capítulo anterior, en la interferometría de baja coherencia en el dominio de Fourier, la señal adquirida mediante el espectrómetro debe ser procesada para extraer las diferencias de camino óptico de la señal de entrada. Este procesamiento consiste principalmente en realizar la transformada de Fourier de la señal y extraer el módulo de la misma. Sin embargo, si la señal de salida fuese adquirida mediante un espectrómetro por transformada de Fourier, no habría necesidad de realizar un post procesamiento de la señal. Es decir, el procesamiento lo haría analógicamente el propio detector.

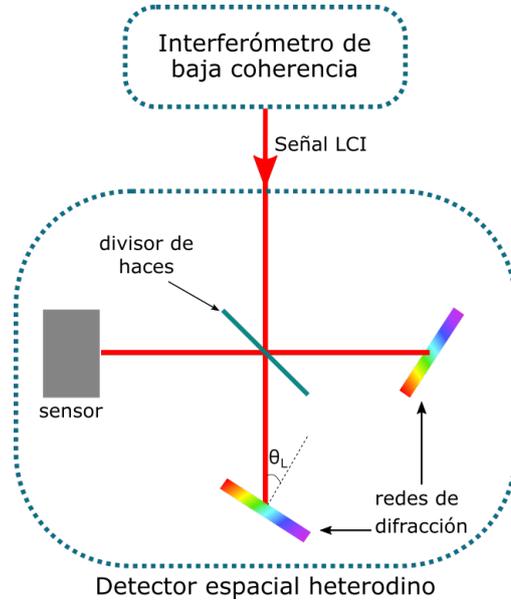


Figura 3.3: Esquema del dispositivo propuesto para la adquisición de señales de interferometría de baja coherencia (LCI) mediante un detector espacial heterodino.

A partir de aquí se denominará detector espacial heterodino (SHD) al SHS utilizado para

medir OPD a partir de señales LCI, es decir que no será utilizado en su forma convencional de medición de espectros. El dispositivo completo está representado en la Figura 3.3, donde se reemplaza el espectrómetro usualmente utilizado en FD-LCI por el detector espacial heterodino. La señal LCI será ahora la señal de entrada al heterodino.

El sistema compuesto puede modelarse partiendo de (3.2.6), donde definimos $k = 2\pi/\lambda$ y $S(k)$ es la señal de entrada al SHD:

$$I_{het} = \int_0^{\infty} S(k) (1 + \cos((k - k_L)OPD_{het})) dk. \quad (3.3.1)$$

Para el caso LCI, $S(k)$ es la señal de interferencia generada en el interferómetro de medición.

A fines de estudiar el comportamiento del sistema completo, se considerará una señal simplificada, donde ambas ramas del interferómetro tienen igual intensidad y existe una única diferencia de camino óptico OPD_m resultando

$$S(k) = L(k)(1 + \cos(kOPD_m)). \quad (3.3.2)$$

donde $L(k)$ es el espectro radiativo de la fuente de LCI. Desarrollando (3.3.1) para este caso, se obtiene

$$\begin{aligned} I_{het} &= \int_0^{\infty} S(k) (1 + \cos((k - k_L)OPD_{het})) dk \\ I_{het} &= \int_0^{\infty} S(k) dk + \int_0^{\infty} S(k) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \end{aligned} \quad (3.3.3)$$

El primer término de la suma resulta constante, al igual que (3.1.3) mientras que el segundo corresponde a la transformada coseno de la señal LCI. Desarrollando este último término se obtiene

$$\begin{aligned} I_{het} &= \int_0^{\infty} L(k)(1 + \cos(kOPD_m)) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &= \int_0^{\infty} L(k) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &+ \int_0^{\infty} L(k) \cos(kOPD_m) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &= F_1(x) + F_2(x) \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

Del último término de la suma en (3.3.4) se observa la similitud con la transformada coseno.

Sin embargo existe una discrepancia dado que la base de cosenos no depende de k sino de la diferencia $(k - k_L)$. Para analizar esta última expresión se supondrá por simplicidad un espectro gaussiano de la fuente de la forma

$$L(k) = A \exp \left[- \left(\frac{k - k_0}{\Delta k} \right)^2 \right] \quad (3.3.5)$$

centrado en k_0 con un ancho de banda espectral Δk (mitad del ancho a $1/e$ del máximo), donde A es una constante de normalización. El primer término de la suma (F_1) en (3.3.4) es entonces

$$\begin{aligned} F_1(x) &= \int_0^\infty A \exp \left[- \left(\frac{k - k_0}{\Delta k} \right)^2 \right] \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &= A\sqrt{\pi}\Delta k \cos((k_0 - k_L)4xtg\theta_L) \exp \left(- \frac{(4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4} \right) \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

Para la resolución detallada de esta integral ver Anexo I. La forma funcional muestra que se genera un coseno espacial en la dirección \hat{x} modulado por una gaussiana centrada en $x = 0$, análogo al pico central de la transformada de Fourier. La frecuencia del coseno está dada por $(k_L - k_0)4xtg\theta_L$, es decir que depende de la diferencia entre la longitud de onda central del espectro y la longitud de onda de Littrow elegida en el SHD. En el caso de que sean iguales, el coseno toma un valor constante para todo el espacio, reduciéndose a una forma gaussiana pura. Cuanto mayor sea la diferencia entre k_L y k_0 , mayor será la frecuencia y se podrán observar más períodos del coseno dentro del ancho de la envolvente.

En la Figura 3.4a se muestra la señal F_1 simulada numéricamente con $\lambda_0 = 850nm$ y $\Delta\lambda = 50nm$ para dos casos: uno considerando $k_L = k_0$ y otro con $k_L \neq k_0$, tomando $\lambda_L = 840nm$. En la Figura 3.4b se detalla la forma cosenoidal y gaussiana que conforman la señal y el producto final entre ambas para el caso $k_0 \neq k_L$.

El ancho de la envolvente gaussiana, en el espacio OPD_{het} , (medido igual que Δk en (3.3.5)) es $\Delta OPD_{het} = \frac{2}{\Delta k}$, lo cual es consistente con la resolución esperada para el sistema LCI, tomando el FWHM: $\delta z = \frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta k}$, de acuerdo a lo desarrollado en el capítulo 2.

El segundo término, $F_2(x)$, de (3.3.4) tendrá la información de interés para LCI, es decir, las diferencias de camino óptico OPD_m que se generaron en el interferómetro de medición.

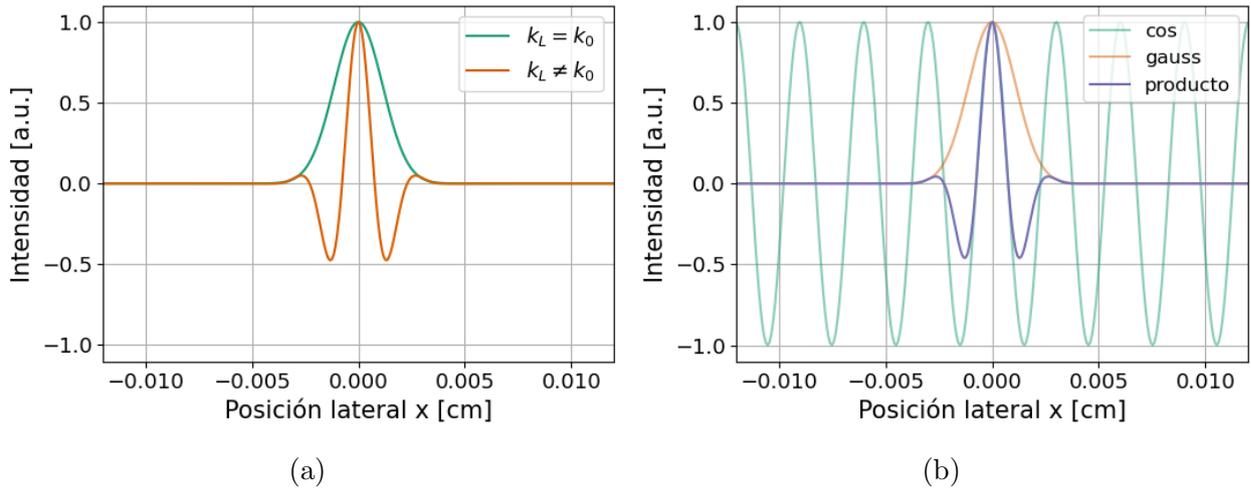


Figura 3.4: (a) Simulación numérica de F_1 para $k_0 = k_L$ y $k_0 \neq k_L$. (b) Detalle de las formas funcionales y el producto final que forman F_1 para el caso $k_0 \neq k_L$.

La expresión para este término, resolviendo la integral resulta (ver detalle en Anexo I)

$$\begin{aligned}
 F_2(x) &= \int_0^\infty A \exp \left[- \left(\frac{k - k_0}{\Delta k} \right) \right] \cos(kOPD_m) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\
 &= \int_0^\infty A \exp \left[- \left(\frac{k - k_0}{\Delta k} \right) \right] \cos(kOPD_m) \cos((k - k_L)4xtg(\theta_L)) dk \\
 &= A\sqrt{\pi}\Delta k \cos(k_0OPD_m + (k_0 - k_L)4xtg\theta_L) \exp \left(- \frac{(OPD_m + 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4} \right) \\
 &\quad + A\sqrt{\pi}\Delta k \cos(k_0OPD_m + (k_L - k_0)4xtg\theta_L) \exp \left(- \frac{(OPD_m - 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4} \right).
 \end{aligned} \tag{3.3.7}$$

Los dos términos que componen $F_2(x)$ son simétricos por lo cual bastará con analizar uno de ellos. La forma funcional es igual a $F_1(x)$ pero existe una dependencia con OPD_m , es decir la diferencia de camino óptico de interferómetro de medición. Al igual que ocurría en $F_1(x)$, la frecuencia del coseno depende de $k_0 - k_L$, y en el caso de ser cero, se tiene una forma gaussiana pura:

$$\begin{aligned}
 F_2(x) &= A \frac{\sqrt{\pi}\Delta k}{2} \cos(k_0OPD_m) \exp \left(- \frac{(OPD_m + 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4} \right) \\
 &\quad + A \frac{\sqrt{\pi}\Delta k}{2} \cos(k_0OPD_m) \exp \left(- \frac{(OPD_m - 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4} \right).
 \end{aligned} \tag{3.3.8}$$

Cabe destacar que el centro de la gaussiana puede resultar en un mínimo o un máximo de la señal, dado que el coseno puede tomar valores tanto positivos como negativos, según

el valor de OPD_m . El centro de las envolventes gaussianas en $F_2(x)$ se da para

$$OPD_m = \pm 4xtg\theta_L \quad (3.3.9)$$

es decir cuando $OPD_{het} = \pm OPD_m$ o, lo que es lo mismo, $x = \pm \frac{OPD_m}{4tg\theta_L}$. De aquí se ve que la posición de la gaussiana en el detector (x) dependerá de la red de difracción y la λ_L elegida. La señal completa sobre el detector resulta en la superposición de $F_1(x)$ y $F_2(x)$, es decir que posee un pico central en $x = 0$, dado por la transformada del espectro de entrada, y un pico a igual distancia a cada lado, correspondiente a la OPD_m del interferómetro de medición.

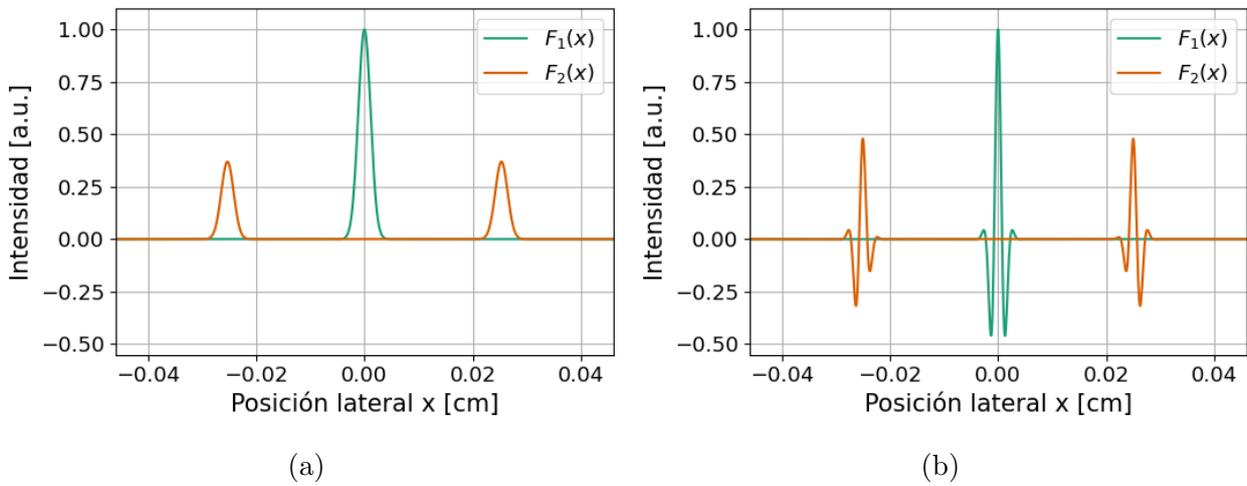


Figura 3.5: Simulación numérica de las componentes F_1 y F_2 que conforman la señal de salida del SHD, para el caso $k_0 = k_L$ (a) y $k_0 \neq k_L$ (b)

En la Figura 3.5a se grafica la señal completa ($F_1(x) + F_2(x)$) para el caso $k_0 = k_L$, es decir el caso donde se tiene una forma funcional puramente gaussiana (3.3.8) y en la Figura 3.5b se grafica el caso $k_0 \neq k_L$.

La máxima OPD_m que puede detectarse con el SHD será la máxima OPD_{het} generada. Esta se alcanza en los extremos del interferograma y puede estimarse a partir del x_{max} dado por (3.2.7)

$$\begin{aligned} OPD_{max} &= 4x_{max}tg(\theta_L) \\ &= 2Wsen(\theta_L). \end{aligned} \quad (3.3.10)$$

De aquí se deduce que el rango dinámico del detector dependerá del ancho de iluminación W en las redes así como de su parámetro de red y la longitud de onda de Littrow elegida. Por

ejemplo, para la misma λ_L , si se utiliza una red con menor cantidad de líneas se necesitará iluminar una mayor área para lograr la misma OPD_{het} máxima.

Se concluye entonces que la señal de salida del SHD brinda directamente la información de interés de la señal LCI, es decir que las diferencias de camino que presenta la señal interferométrica se evidencian directamente en la señal detectada por el SHD sin necesidad de mayor procesamiento. Originalmente, el hecho de que el detector realice la transformada de Fourier de la señal de entrada se presentaba como una desventaja en el caso del SHS, ya que es necesario procesar la señal para obtener el espectro de interés. Sin embargo, este comportamiento aquí resulta provechoso y representa una de las mayores ventajas de utilizar este detector para LCI, dado que justamente es la transformada de la señal de entrada lo que se requiere calcular.

3.3.1. Configuraciones asimétricas del detector

3.3.1.1. Combinación de elementos

Como se mencionó en la Sección 3.2.2.1, al combinar redes con distinta cantidad de líneas o ubicar un espejo en una de las ramas del SHD, se modifica la diferencia de camino OPD_{het} en el mismo. Esto influirá principalmente en el rango de medición del detector la utilizarlo para señales LCI, por (3.3.10). En la Figura 3.6 se ejemplifican las señales que

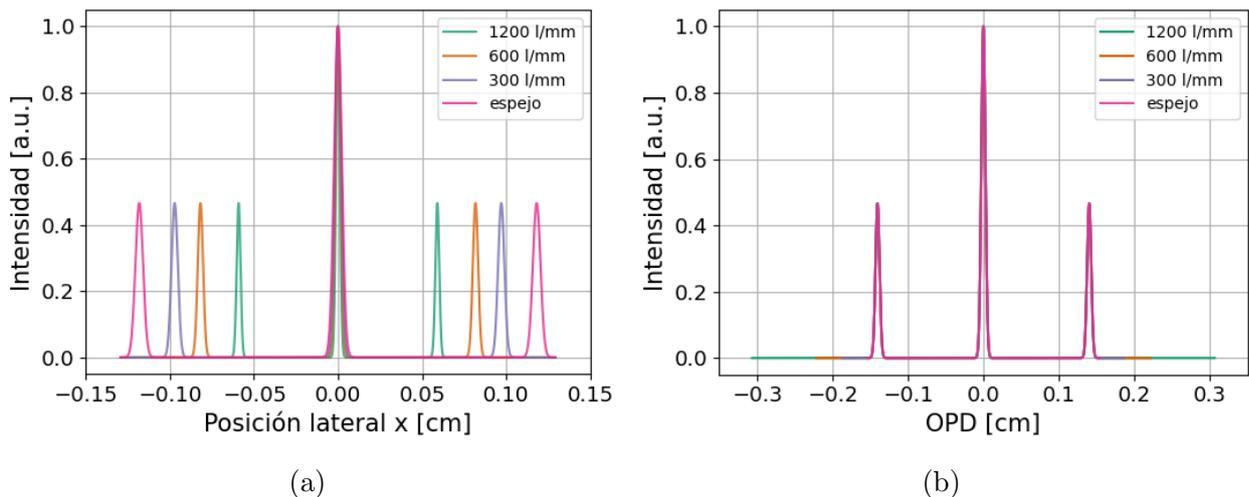


Figura 3.6: Simulación numérica de la señal de salida del SHD para configuraciones asimétricas en función de la posición lateral x (a) y de la OPD (b). Se mantuvo una red fija de 1200 l/mm y en la otra rama se varió el elemento reflectante entre redes con distinta cantidad de líneas y un espejo.

se obtendrían para una configuración simétrica de dos redes iguales de 1200 l/mm y para

distintas configuraciones asimétricas. Para estas se estudiaron los casos donde en una rama se coloca una red de 1200 l/mm y en la otra una red con distinta cantidad de líneas (300 l/mm o 600 l/mm) o un espejo.

En la Figura 3.6a se observa que al modificarse la diferencia de fase en el SHD, la señal correspondiente a la OPD del interferómetro se ubica en distintas posiciones laterales x en el plano de observación y con distinto ancho. Esto es consistente con el hecho de que se modifica el factor de conversión entre x y el espacio de OPD_{het} según (3.2.8) o (3.2.9). Si se grafican las mismas señales en función de la OPD (Figura 3.6b), los picos de OPD coinciden en la misma posición y presentan el mismo ancho, pero se evidencia una reducción en el máximo rango medible, ya que depende de θ_L por (3.2.7).

3.3.1.2. Variación de fase inicial

Para la configuración donde las redes de difracción se encuentran a distinta distancia del divisor de haces, es decir existe una diferencia de fase inicial en el SHD, $F_1(x)$ y $F_2(x)$ se ven ligeramente modificadas por la diferencia de camino extra ΔL , resultando

$$F_1(x) = A\sqrt{\pi}\Delta k \cos((k_0 - k_L)4xtg\theta_L - k_L\Delta L) \exp\left(-\frac{(4xtg\theta_L + \Delta L)^2\Delta k^2}{4}\right) \quad (3.3.11)$$

$$\begin{aligned} F_2(x) = & B \cos(k_0(OPD + \Delta L) + (k_0 - k_L)4xtg\theta_L) \exp\left(-\frac{(OPD + \Delta L + 4xtg\theta_L)^2\Delta k^2}{4}\right) \\ & + B \cos(k_0(OPD - \Delta L) + (k_L - k_0)4xtg\theta_L) \exp\left(-\frac{(OPD - \Delta L - 4xtg\theta_L)^2\Delta k^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (3.3.12)$$

con $B = \frac{A\sqrt{\pi}\Delta k}{2}$. Se observa que se produce un desplazamiento de toda la señal hacia la derecha o la izquierda del detector, dependiendo del signo de ΔL , por lo cual ya no se tiene una señal simétrica respecto al eje óptico. En la Figura 3.7 se compara la señal de salida para $k_0 \neq k_L$ para el caso sin fase inicial ($\Delta L = 0$ cm) y para los casos de igual corrimiento entre redes pero en sentidos contrarios ($\Delta L = \pm 0,1$ cm). Esta tipo de configuración permitiría extender el rango de medición del sistema, ya que se podría colocar la franja central en el borde del sensor y utilizar todo el ancho del mismo para detectar las OPD.

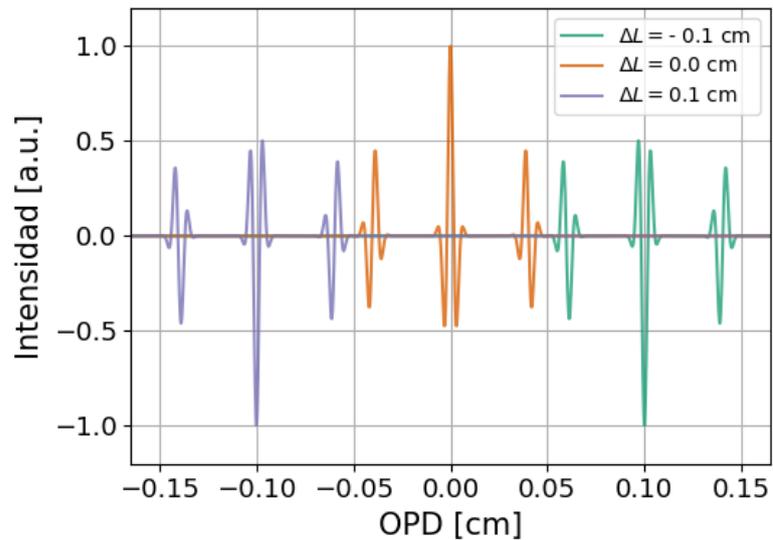


Figura 3.7: Simulación numérica de la señal de salida del SHD, para distintas diferencias de fase ΔL

En este capítulo se expusieron las bases teóricas del espectrómetro espacial heterodino y cómo este puede aplicarse para la detección de señales de interferometría de baja coherencia. La principal ventaja de este detector reside en la posibilidad de adquirir directamente a la salida la transformada de Fourier de la señal. De esta manera se evitan los inconvenientes que surgen al muestrear el espectro en los sistemas FD-LCI (expuestos en el capítulo 2), posibilitando la extensión del rango de medición.

En los siguientes capítulos se estudia numérica y experimentalmente las distintas configuraciones posibles del detector así como la dependencia de su desempeño con los distintos parámetros del sistema.

Capítulo 4

Modelado y caracterización del detector espacial heterodino

En este capítulo se desarrolla la caracterización del detector heterodino aplicado a señales de interferometría de baja coherencia. Mediante simulaciones numéricas se analiza la influencia de los distintos componentes que conforman el detector y su configuración. Esta caracterización abarca desde las consideraciones geométricas más simples hasta un desarrollo más realista donde se tiene en cuenta el tamaño del haz de luz utilizado y su perfil de intensidad.

4.1. Esquema básico del detector heterodino para señales interferométricas

El sistema estudiado consta de dos partes principales: un interferómetro de medición que genera la señal LCI y el detector heterodino (SHD) con el cual se detecta esta señal. Este capítulo se centra principalmente en analizar las señales que se obtienen a la salida del SHD-LCI bajo distintas circunstancias. La digitalización de las mismas se tratará en detalle en el siguiente capítulo. Dado que el objetivo de esta sección es la caracterización del SHD, se consideró una señal interferométrica de entrada simplificada que permitiera analizar su desempeño. Se utilizó una señal LCI modelo generada por un interferómetro de Michelson donde ambas ramas aportan igual intensidad y se tiene una única diferencia de camino óptico OPD_m a medir: $S(k) = L(k)(1 + \cos(kOPD_m))$. Para las simulaciones se trabajó con dos espectros de entrada $L(k)$ distintos, uno ideal representado por una forma gaussiana centrada

en λ_0 (Figura 4.1a) y otro real (Figura 4.1b), adquirido mediante un espectrómetro, de la fuente de luz utilizada en este trabajo (SLD-351, Superlum).

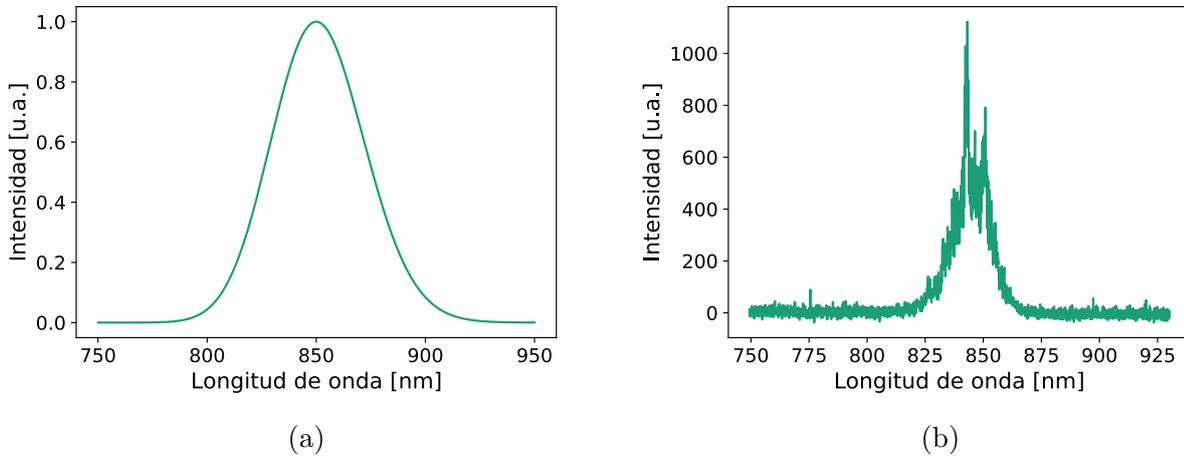


Figura 4.1: Espectros utilizados para las simulaciones. (a) Caso ideal correspondiente a un perfil gaussiano. (b) Caso real de espectro adquirido experimentalmente.

El detector heterodino se modeló siguiendo el esquema básico que se muestra en la Figura 4.2. Un par de lentes a la entrada del sistema permite expandir el haz, factor que influirá en la distancia máxima de medición, como se expuso en el capítulo anterior. Dos redes de difracción se sitúan a distancia D_{BSG} del divisor de haces ambas inclinadas en un ángulo de Littrow θ_L . El sensor se ubica a la salida a una distancia D_{SBS} del divisor de haces.

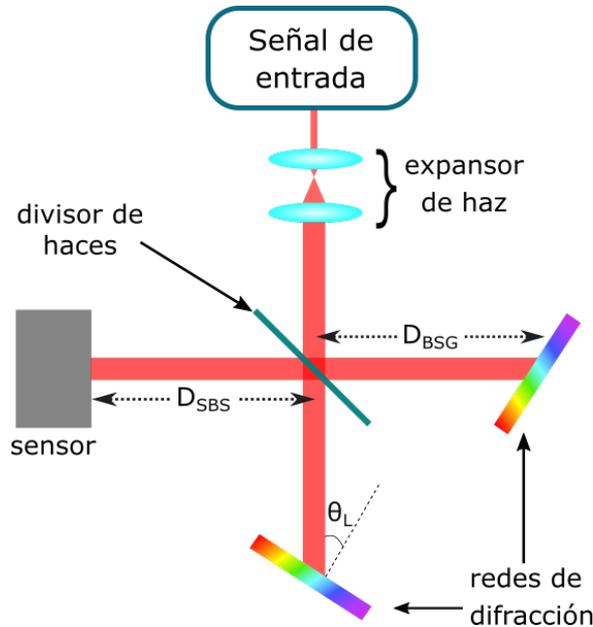


Figura 4.2: Esquema del detector estudiado en las simulaciones numéricas. El haz de entrada es expandido y redireccionado por un divisor de haces hacia dos redes de difracción colocadas a distancia D_{BSG} del mismo. Ambas se encuentran inclinadas un determinado ángulo de Littrow (θ_L). La señal es detectada a la salida mediante un sensor a distancia D_{SBS}

Para hallar la señal de salida se resolvió numéricamente la ecuación

$$I_{het}(x) = \int_0^{\infty} S(k) \left(E f_1^2 + E f_2^2 + \sqrt{E f_1 E f_2} \cos((k - k_L) 4x \tan \theta_L) \right) dk \quad (4.1.1)$$

donde $E f_1$ y $E f_2$ dan cuenta de las eficiencias de las redes de difracción de cada rama. El intervalo de integración está definido por el rango de longitudes de onda que acepta el detector. Idealmente abarcará todo el rango espectral de la señal de entrada, sin embargo existen diversas consideraciones que pueden limitar el mismo, como se estudiará a lo largo del capítulo.

A partir de (4.1.1) se obtiene el perfil de intensidades a lo largo del eje lateral \hat{x} en el plano de observación. Con los perfiles a distintas alturas y es posible reconstruir la imagen completa. A modo de ejemplo, en la Figura 4.3a se grafica el perfil de intensidades en función de la posición lateral \hat{x} sobre el plano para altura $y = 0$. En 4.3b la imagen completa se reconstruye a partir de los perfiles laterales para distintas alturas.

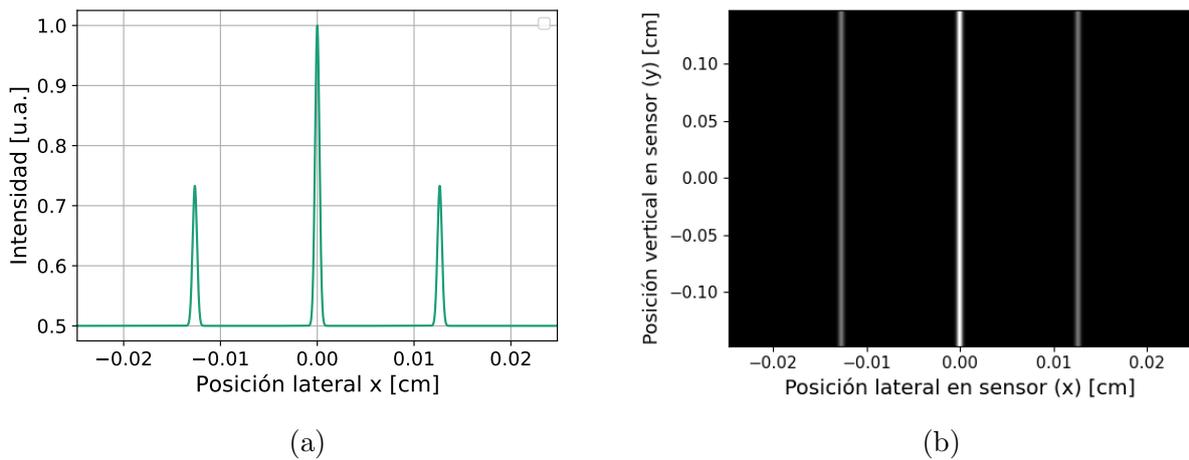


Figura 4.3: Ejemplo de perfil de intensidades (a) e imagen completa (b) obtenida a la salida del detector.

A continuación se describe el estudio de los diferentes factores que influyen en la detección, desde las características de las redes y del haz utilizado, hasta la ubicación de los componentes y el sensor.

4.2. Elección de redes de difracción

Las redes de difracción son el componente principal del detector heterodino. Tanto el tipo de red elegida como su posicionamiento jugarán un rol fundamental a la hora de establecer

el rango de medición del detector. En esta sección se analizará la influencia sobre la señal de salida de las tres características principales de las redes: el ángulo de Littrow elegido (θ_L), la inclinación α respecto al eje \hat{y} (ver Figura 4.4) y el número de líneas de la misma.

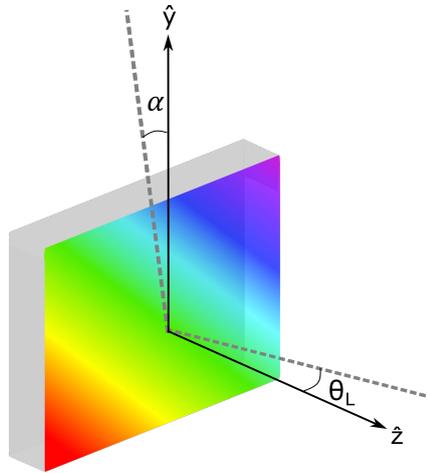


Figura 4.4: Esquema de los ángulos estudiados para una red de difracción.

4.2.1. Ángulo de Littrow

Las redes de difracción se ubican en el mismo ángulo de Littrow (θ_L) que dependerá de la longitud de onda que se desea vuelva reflejada sobre sí misma (condición de Littrow). Al tratar con espectros de gran ancho de banda, como es el caso de LCI, deben tenerse en cuenta ciertas consideraciones al momento de elegir λ_L .

En primer lugar, la dirección de los haces dispersados por la red dependerá de la relación entre la longitud de onda central (λ_0) del espectro de la fuente utilizada en el sistema LCI y de λ_L , según la ecuación de la red (3.2.1) estudiada en el capítulo anterior. Por esta razón se estudió el comportamiento de la señal de salida para distintas λ_L dado un espectro de entrada ideal (Figura 4.1a) centrado en $\lambda_0 = 850nm$ y fijando una diferencia de camino fija $OPD_m = 0,03$ cm. Por simplicidad sólo se analizó la señal en la dimensión lateral (eje \hat{x}) del plano de observación ya que el comportamiento se repite a lo largo del eje vertical si no existe inclinación en el eje \hat{y} ($\alpha = 0$).

En la Figura 4.5a se observa que los máximos de interés aparecen en la profundidad correcta, es decir en la OPD fijada para la señal LCI. Sin embargo, se evidencia una pérdida de simetría interna a medida que se incrementa la diferencia entre λ_L y λ_0 , como se muestra en la Figura 4.5b. Esto puede explicarse recordando la forma funcional que compone la señal dada por (3.3.7). Cada máximo de interés está compuesto por un coseno modulado por una

función gaussiana. La frecuencia de este coseno depende de la diferencia entre λ_L y λ_0 por lo tanto, para $\lambda_L = \lambda_0$ la frecuencia se anula y la forma funcional del pico se ve representada únicamente por la envolvente gaussiana. Para el caso $\lambda_L \neq \lambda_0$ existe un coseno a lo largo del eje \hat{x} con una frecuencia definida por lo cual se evidencia su forma funcional en la señal. Cabe destacar que las señales se graficaron en función de la diferencia de camino óptico ya que la posición lateral x sobre el plano de observación variará con λ_L según $OPD = 4x \operatorname{tg}(\theta_L)$ (ver Capítulo 3 - sección 3.3). La posición de los picos de interés en el plano de observación será entonces la mostrada en la Figura 4.5c donde para valores mayores de λ_L aparecen más cercanos al cero, como se puede observar en detalle en la Figura 4.5d

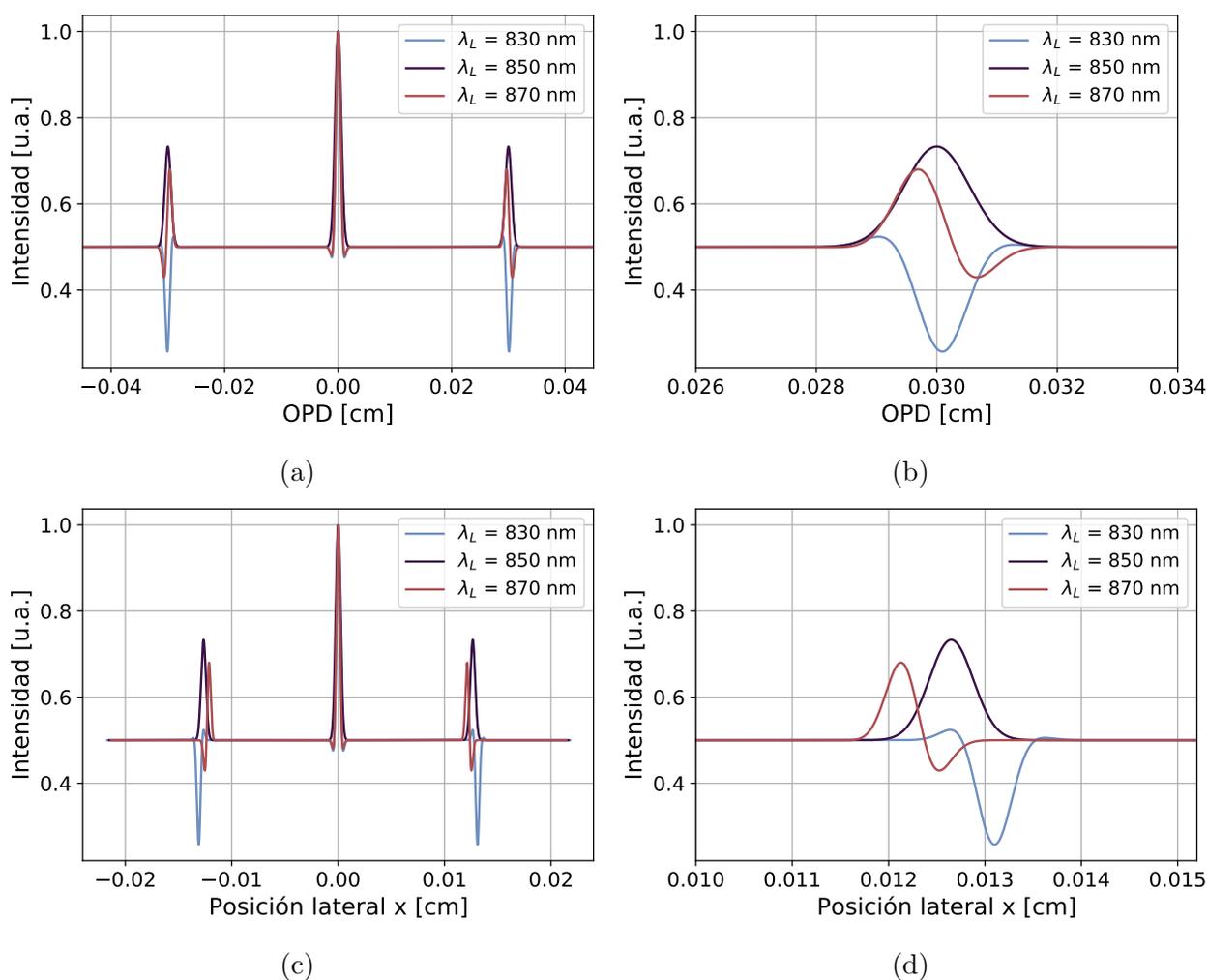


Figura 4.5: Señales de salida calculadas para distintas elecciones de λ_L en función de la OPD (a) y la posición lateral en el plano de observación (c). (b) y (d) Detalle de uno de los picos de interés donde se observa la forma cosenoidal para los casos $\lambda_L \neq \lambda_0$.

También se estudiaron los efectos de ubicar las redes en ángulos de Littrow ligeramente distintos entre sí. Para estos casos, es necesario reformular la ecuación que modela la señal

de salida, ya que la diferencia de camino generada entre los planos de igual longitud de onda depende del ángulo que se forma entre ellos. La diferencia de fase dada por (3.2.5) puede expresarse entonces

$$\Delta\phi = 2(tg(\theta_L)(k - k_L) + tg(\theta_L + \theta_e)(k - k_e))x \quad (4.2.1)$$

donde θ_e es la diferencia pequeña en el ángulo de la red con distinta inclinación y k_e el número de onda correspondiente a ese ángulo, es decir, la nueva longitud de onda de Littrow para esa red. Para el caso donde $\theta_e = 0$, las redes se encuentran en igual ángulo de Littrow y se obtiene el factor de escala anterior $4xtg(\theta_L)$. Se simularon las señales considerando redes iguales de 1200 l/mm, una inclinada en el ángulo de Littrow para $\lambda_L = \lambda_0 = 850nm$ ($\approx 30,66^\circ$). La otra red se consideró levemente inclinada en ángulos distintos, donde $\theta_e = 0,14^\circ$ corresponde a una $\lambda_L = 846,4$ nm y $\theta_e = 0,28^\circ$ a $\lambda_L = 842,9$ nm. Como se observa en la Figura 4.6, los picos se encuentran en distintas posiciones laterales del plano de observación, al igual que ocurre al tener ambas redes en $\lambda_L \neq \lambda_0$ (Figura 4.5c). En este caso, las pequeñas diferencias en longitud de onda no alcanzan a modificar notablemente la forma funcional del pico pero sí su posición, dado que se modifica la diferencia de camino entre los distintos planos dispersados por las redes y por ende el factor de escala.

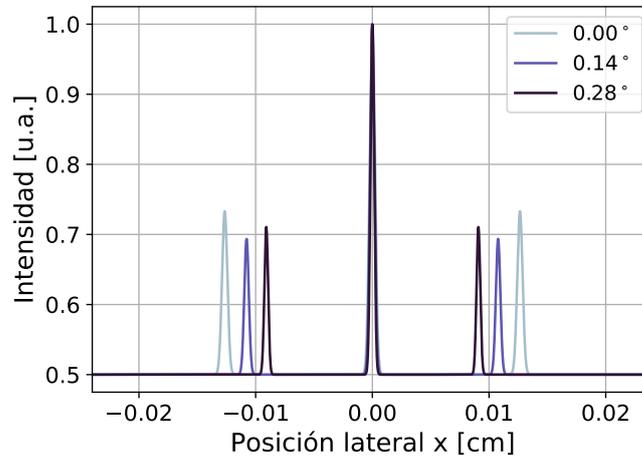


Figura 4.6: Señales de salida calculadas para distintos ángulos pequeños θ_e entre redes. Al modificarse el factor de escala, la posición de los picos sobre el plano de observación se encuentra corrida.

4.2.2. Inclinación perpendicular al eje óptico

La inclinación de las redes en un eje perpendicular al eje óptico, definida por el ángulo α que se muestra en la Figura 4.4, introduce una modulación espacial dentro de las franjas

[1, 90, 91]. El interferograma queda definido entonces por

$$I_{het}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} L(k) [1 + \cos(2\pi 4(k - k_L) \tan(\theta_L)x + 2\alpha ky)] dk, \quad (4.2.2)$$

Para $k = k_L$ las franjas de Fizeau son perpendiculares al eje \hat{y} con una frecuencia espacial $f_y = 2k\alpha$. Dado que f_y es función del número de onda k , el interferograma a lo largo del eje y también representa la transformada de Fourier del espectro de entrada pero con baja resolución ya que no se encuentra heterodinada.

Para estudiar el efecto que tiene esta inclinación de la red cuando se utiliza el detector para señales LCI se realizaron simulaciones numéricas de las imágenes de salida, es decir, de las señales para distintas filas de píxeles. En la Figura 4.7 se graficaron las señales de salida para tres alturas distintas consecutivas, distanciadas $6 \mu m$ entre sí para el caso donde las redes se encuentran perfectamente paralelas, $\alpha = 0$ (Figura 4.7a) y cuando existe una leve inclinación vertical ($0,04^\circ$) entre las mismas, $\alpha \neq 0$ (Figura 4.7b). Se consideró $\lambda_L = \lambda_0 = 850$ nm y se estableció una $OPD_m = 0,03$ cm. En el caso de las redes paralelas la señal no se modifica a lo largo del eje vertical en el plano de observación, mientras que para $\alpha \neq 0$, la amplitud de cada pico aumenta o disminuye según qué a qué altura se observe. Si se analiza la imagen completa (ver Figura 4.8a) que se obtiene al graficar los perfiles de intensidad para todas las filas del sensor se observa que esta variación de amplitud se traduce en una modulación interna en las franjas.

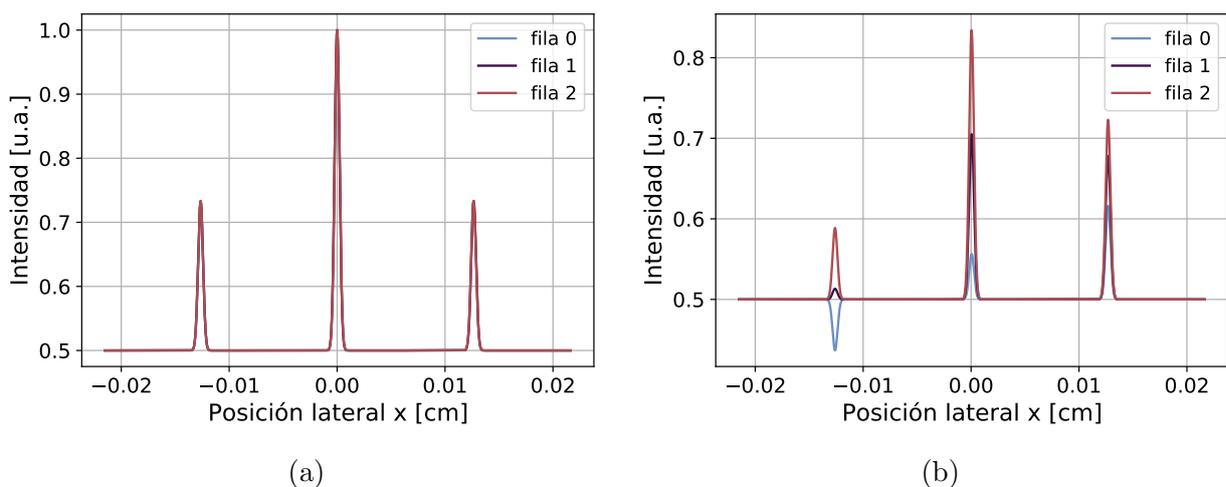


Figura 4.7: Señales de salida del SHD para tres alturas distintas en el plano de observación para (a) redes paralelas ($\alpha = 0$) y (b) redes inclinadas respecto al eje vertical ($\alpha \neq 0$)

En la Figura 4.8 se representan las imágenes al modificar la inclinación α de una de las

redes para distintas condiciones. En la Figura 4.8a λ_L se eligió de manera tal que coincida con la longitud de onda central λ_0 del espectro gaussiano ideal de entrada (Figura 4.1a). Se observa que a medida que α aumenta la frecuencia interna de la franja se incrementa proporcionalmente. Por otro lado, al cambiar λ_L la modulación de las franjas se inclina (Figura 4.8b), haciéndose más pronunciado este efecto cuanto mayor es la diferencia entre λ_0 y λ_L . El mismo comportamiento se observa al utilizar para la simulación el espectro real de la fuente (Figura 4.1b) como se muestra en la Figura 4.8c. Si bien λ_L se eligió en el centro del espectro, al no ser simétrico, las franjas presentan una inclinación que varía según el signo y el valor de α .

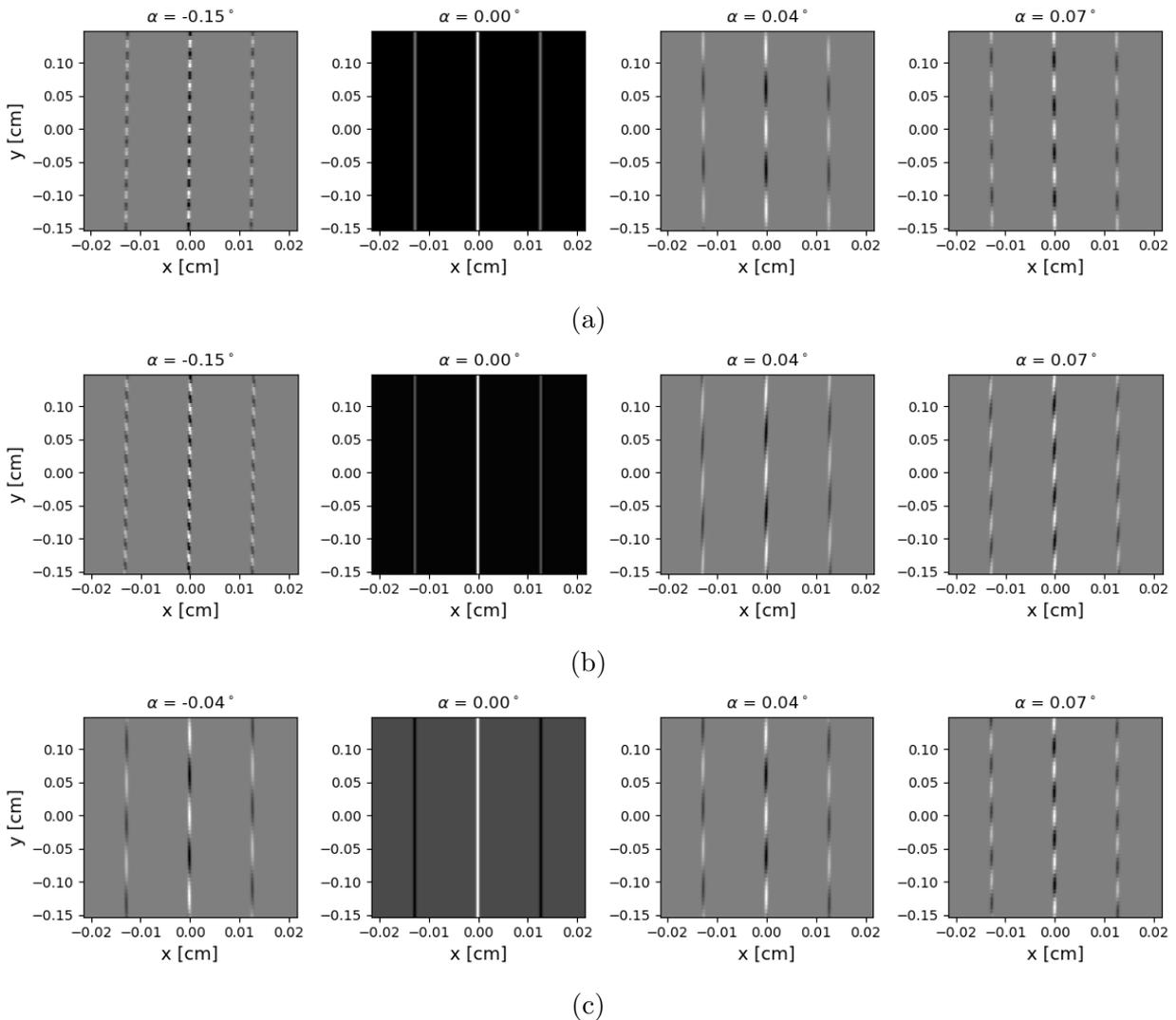


Figura 4.8: Simulaciones de imágenes obtenidas para distintos ángulos de inclinación vertical entre redes. Se modeló el espectro de la fuente como una gaussiana y se eligió λ_L coincidente con su centro (a) y corrido en 10 nm (b). En el caso (c) se utilizó el espectro medido de la fuente y se tomó λ_L cercano al centro del mismo.

Cabe destacar que la variación de α provoca un corrimiento en el eje vertical de los spots

originados por cada red sobre el plano de observación, por lo cual aquí se estudiaron ángulos pequeños de manera que los spots se encuentren mayormente superpuestos, es decir que los haces son prácticamente colineales al eje óptico y se estudia el área de superposición. La modulación interna de las franjas puede resultar en una dificultad a la hora de analizar las imágenes, este problema será tratado más adelante (Capítulo 6).

4.2.3. Parámetro de red

Una de las características principales de las redes de difracción que influirá directamente en el rango dinámico del detector es la cantidad de líneas que posea (su parámetro de red). Como se expuso anteriormente, la posición lateral de la señal sobre el plano de observación, se puede traducir a OPD mediante el factor de escala $4xtg(\theta_L)$ donde x es la posición desde el eje óptico hacia uno de los lados y $\theta_L = \arcsen(\frac{m}{2ak_L})$ es el ángulo de Littrow que depende del orden de dispersión utilizado, la longitud de onda elegida y el parámetro de red a . En el capítulo anterior se estimó la OPD máxima medible (desde el centro hacia un extremo) en función del ancho iluminado de la red W como $OPD_m^{max} = 2W \sen(\theta_L)$. Cabe destacar que si se utiliza el detector para señales de interferometría de baja coherencia adquiridas con un interferómetro de tipo Michelson, la OPD será igual al doble de la distancia recorrida por la luz en la muestra, por lo tanto esas OPDs equivalen a medir distancias axiales

$$z_m^{max} = W \sen(\theta_L) \quad (4.2.3)$$

Si se toma, a modo de ejemplo, un diámetro iluminado de la red $W = 4$ cm, en el caso ideal donde no haya pérdida de rango espectral y tomando $\lambda_L = 850$ nm ($\theta_L \approx 30,66^\circ$), la OPD máxima medible para una red de 1200 l/mm será de 4.08 cm mientras que para una de 600 l/mm será de 2.04 cm lo que equivale a distancias $z_m^{max} = 2,0$ cm y $z_m^{max} = 1,02$ cm respectivamente (ambos valores por encima de los sistemas convencionales de LCI de 3 mm).

Esta situación ideal se modeló cambiando la cantidad de líneas de las redes para analizar las señales obtenidas para una misma OPD. Se observa que a medida que el número de líneas decrece, la posición lateral x del pico de interés al igual que su ancho, se ven modificados ya que escalan como $OPD = 4xtg(\theta_L)$ (Figura 4.9a). Cabe destacar que si se grafican las mismas señales en función de la OPD, todos los picos tienen igual ancho (dado por el ancho espectral de la fuente) y se encuentran en igual posición como se esperaba (ver Figura 4.9b).

Sin embargo se aprecia una reducción de la OPD máxima medible dado por el factor de escala.

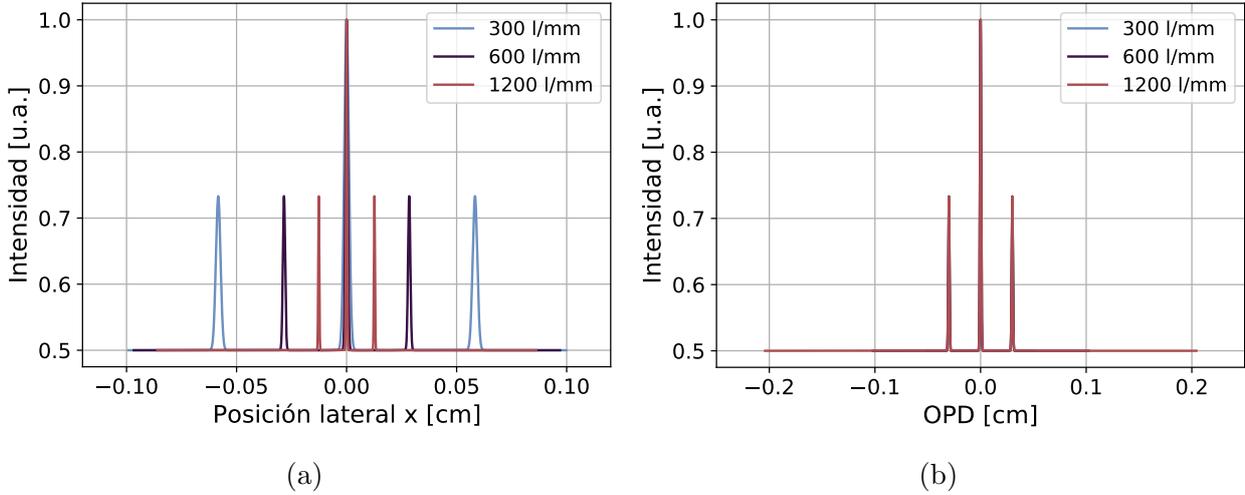


Figura 4.9: Señales obtenidas al simular la salida del SHD generada por distintas redes de difracción, para una misma OPD. A mayor número de líneas, la señal ocupa un ancho mayor en el campo de observación (a) pero representa un menor rango dinámico del detector dado que se modifica el factor de escala (b).

4.2.4. Posición de las redes

Un aspecto importante es la geometría del detector ya que limitará el ancho de banda en el plano de observación. Como se desarrolló en el capítulo 2, en la interferometría de baja coherencia cuanto mayor sea el ancho de banda espectral de la fuente utilizada mejor será la resolución del sistema. Por lo tanto, es necesario ubicar las redes de difracción de manera tal que no se pierda información a lo largo del camino óptico, es decir, que toda la luz dispersada incida sobre el divisor de haces y alcance al sensor.

Para realizar una estimación de las posiciones óptimas de los elementos, se realizó un modelo geométrico de rayos de las distintas longitudes de onda dispersadas incidiendo sobre el divisor de haces BS (Figura 4.10a) y sobre el plano de observación (Figura 4.10b). Cada rayo representa el centro de cada haz dispersado por la red. La longitudes de onda mínima y máxima (λ_{max} y λ_{min}) aceptadas por el divisor, dependerán de su tamaño y de la distancia D_{BSG} a la que se ubiquen las redes respecto al mismo. Las longitudes de onda marginales están asociadas a ángulos dispersivos δ_+ y δ_- (ver Figura 4.10a) que dependerán del parámetro de red. Cuanto menor sea la cantidad de líneas de la red, menor será su poder dispersivo y permitirá que un número mayor de longitudes de onda incida sobre el divisor de haces. Los

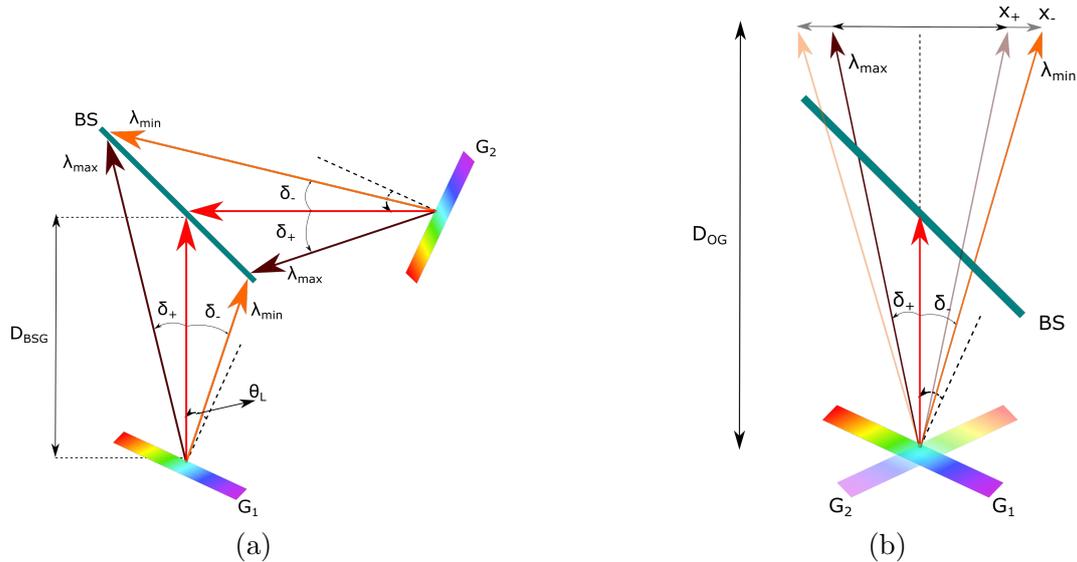


Figura 4.10: (a) Esquema geométrico de las longitudes de onda máximas (λ_{max}) y mínimas (λ_{min}) dispersadas por cada red, al ubicarlas a distancia D_{BSG} de divisor de haces. (b) Esquema de las redes superpuestas para observar la diferencia en las posiciones x de las longitudes de onda marginales sobre el plano de observación a distancias D_{OG} .

recorridos de estas longitudes de onda marginales determinarán la distancia máxima D_{BSG} a la que debe colocarse cada red para que todas las longitudes de onda incidan sobre el divisor. Es útil notar que el rango de longitudes de onda dispersado a cada lado del eje óptico no será simétrico dada la naturaleza no lineal de la dispersión de las redes y su inclinación respecto al divisor. La distancia recorrida por cada rayo puede hallarse geoméricamente para cada red por separado para estimar la distancia D_{BSG} óptima, teniendo en cuenta el ancho del divisor w_{BS} :

$$\begin{aligned}
 D_{BSG} &= \frac{w_{BS}}{2} \left(\frac{\text{sen}(45^\circ)}{\text{tg}(\delta)} - \text{cos}(45^\circ) \right) \\
 &= w_{BS} \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{1}{\text{tg}(\delta)} - 1 \right) \\
 &= w_{BS} \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{1}{\text{tg}(|\theta_L - \arcsin(\frac{\lambda}{a} - \text{sen}(\theta_L))|)} - 1 \right) \quad (4.2.4)
 \end{aligned}$$

donde a es el parámetro de red y θ_L el ángulo de Littrow. Para cada red se debe evaluar la expresión 4.2.4 en λ_{min} o λ_{max} según corresponda, siendo el menor de los valores obtenidos una estimación de la distancia óptima para ubicar ambas redes sin perder ancho de banda. Por otro lado, es necesario tener en cuenta también la posición del sensor para asegurarse de recolectar todo el espectro dispersado sobre el mismo. A partir de los ángulos δ_- y δ_+ que representan las longitudes de onda marginales del espectro que se desea utilizar, se puede

calcular el ancho del sensor necesario para coleccionar toda la luz dispersada a partir de

$$x_{-(+)} = 2D_{OG}tg(\delta_{-(+)}) \quad (4.2.5)$$

donde D_{OG} representa la distancia entre el plano de observación y la red de difracción (ver Figura 4.10b). El máximo valor entre x_- y x_+ delimitará la distancia óptima entre el sensor y la red y a su vez establecerá el ancho necesario del divisor de haces.

Con estas consideraciones, puede definirse un rango de operación en longitudes de onda del detector heterodino para el cual se asegura la resolución dada por el ancho espectral de la fuente. A modo de ejemplo, si se utiliza una red de 300 l/mm y se ubica el divisor de haces de 5 cm de ancho a 10 cm de la red, sólo considerando el recorrido central de cada haz, el rango de longitudes de onda de operación abarcará desde los 400 nm a los 1200 nm, mientras que para una red de 1200 l/mm se reduce entre 750 nm y 920 nm.

4.2.4.1. Efecto sobre el ancho de la señal

Para estudiar el comportamiento de la señal de salida ante la pérdida de ancho de banda espectral se modeló el sistema ubicando las redes inicialmente a igual distancia D_{BSG} del divisor de haces e incrementando la misma. La distancia D_{BSG} define el rango angular (entre δ_+ y δ_-) aceptado por el SHD (ver Figura 4.10a) y por ende el rango espectral en el que se realizará la integral (4.1.1). Para generar la señal LCI se partió de un espectro de entrada de la forma descrita en la Figura 4.1a con parámetros similares a un diodo superluminiscente convencional ($\Delta\lambda=50$ nm y $\lambda_0 = 850$ nm) y se estableció una OPD fija de 0.02 cm equivalente a una distancia axial sobre la muestra $z_m = 0,01$ cm.

En la Figura 4.11a se muestra la señal de salida del SHD al considerar las redes a igual distancia D_{BSG} del divisor de haces en dos casos: uno para $D_{BSG} = 10$ cm y otro para $D_{BSG} = 20$ cm. Este último presenta una gran pérdida del ancho de banda por la posición de las redes. Los picos pertenecientes a la OPD se encuentran en la posición esperada para ambos casos, pero se observa una degradación en la calidad de la señal. Como medida de esta degradación de la señal se propone estudiar el ancho del pico que representa la OPD (que brinda información de la resolución de sistema). Para hallar este ancho es necesario calcular la envolvente de la señal para lo cual se utilizó la transformada de Hilbert. Esta transformada es una herramienta útil para hallar tanto la frecuencia instantánea como la envolvente de la señal analítica [92]. A partir de la envolvente hallada se realizó un ajuste

gaussiano de la forma

$$G(x) = A \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + b \quad (4.2.6)$$

cuyo valor σ permite dar cuenta del ancho de la señal.

En la Figura 4.11b se analiza la envolvente del mismo pico de OPD para las dos distancias D_{BSG} de la Figura 4.11a, halladas a partir de la transformada de Hilbert de la señal. Se observa un incremento en el ancho de la señal, consistente con la pérdida de ancho de banda así como una disminución de la amplitud lo cual conlleva una dificultad en el sensado.

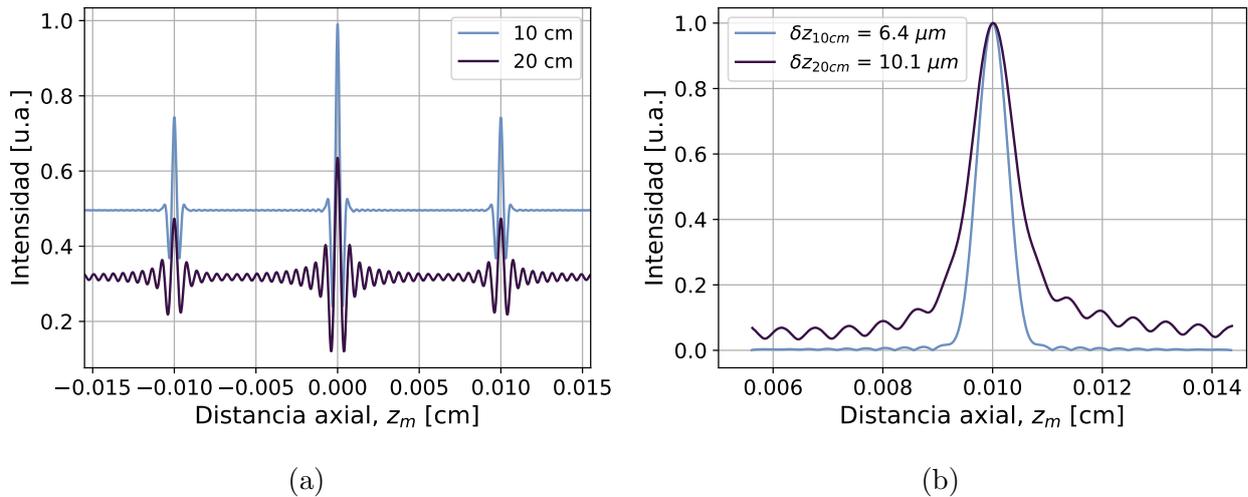


Figura 4.11: (a) Señal a la salida del detector heterodino para una señal interferométrica simulada con una diferencia de camino de 0.02 cm, para dos distancias entre divisor de haces y red. (b) Detalle de la envolvente del pico de OPD obtenida a partir de la transformada de Hilbert de la señal de salida para ambos casos. El parámetro de ancho σ corresponde a un ajuste gaussiano.

Para explicar estas diferencias en las señales, es útil comparar el rango de longitudes de onda en el que se encuentra operando el detector, es decir, el rango de longitudes que acepta. En las Figuras 4.12a y 4.12b se grafica la señal interferométrica LCI para distancias D_{BSG} de 10 cm y 20 cm respectivamente. La región sombreada delimita el rango espectral aceptado por el SHD en cada caso, evidenciando su disminución para distancias mayores. Cabe destacar que estas simulaciones se realizaron para el caso extremo donde λ_L se encuentra alejada del centro del espectro de manera tal que la luz se dispersa prácticamente hacia un solo lado del eje óptico.

Partiendo de estos resultados, se analizó un rango extendido de distancias D_{BSG} . En la Figura 4.13 se muestra la variación del ancho del pico OPD al utilizar redes de 1200 l/mm (a) y 600 l/mm (b). Para cada posición de las redes D_{BSG} , se halló la envolvente correspondiente a la señal de OPD y se calculó su FWHM de dos maneras. En primer lugar se realizó un

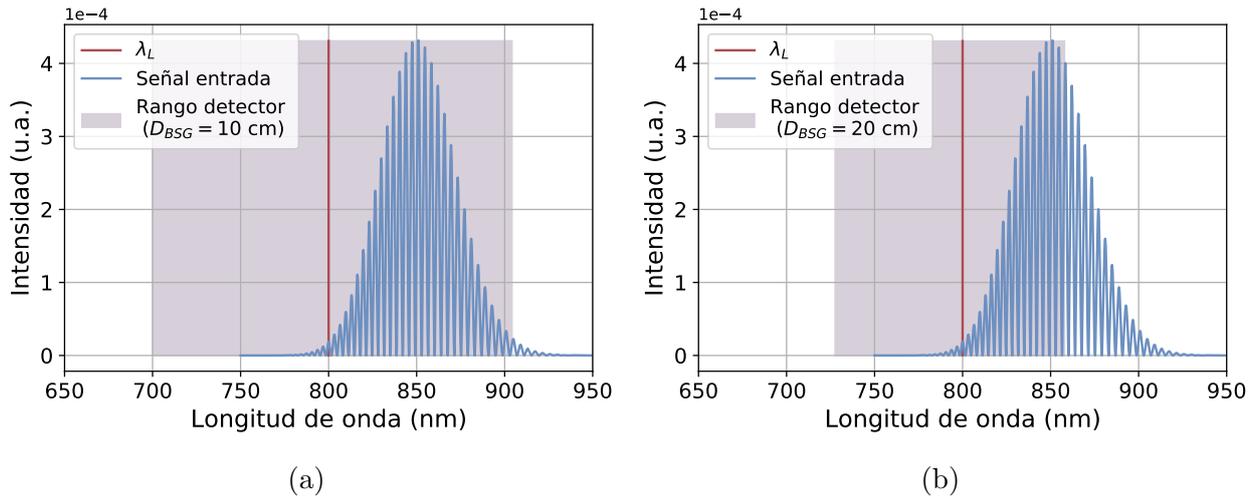


Figura 4.12: Señal interferométrica de LCI (línea azul) y rango de longitudes de onda de operación del detector heterodino (región sombreada) para distancias D_{BSG} (a) 10 cm y (b) 20 cm. La línea vertical marca la longitud de onda de Littrow utilizada.

ajuste gaussiano de la señal como se mostró anteriormente, ya que es la señal esperada dada por la forma del espectro de entrada utilizado (ver Capítulo 3, sección 3.1.1), y se calculó el ancho a mitad de altura según $FWHM_g = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$. La incerteza asociada a este valor está dada por la bondad del ajuste y puede observarse que aumenta a medida que las redes se alejan del divisor de haces. Esto se debe al hecho de que el rango efectivo del detector, es decir el rango de longitudes de onda detectadas, va disminuyendo, conforme el espectro de entrada es recortado y la señal comienza a deformarse y perder su forma gaussiana. Para esos casos donde la señal se encuentra muy deformada, un ajuste gaussiano no sería el enfoque ideal para hallar su ancho, por lo tanto se consideró otro método para medir el mismo sin asumir la forma funcional de la señal. Este método consistió en medir la distancia entre puntos extrapolados de la señal a la mitad de su amplitud, definida como la distancia entre el punto máximo de la señal y el valor medio del fondo. En este caso la incerteza está asociada a la frecuencia de muestreo utilizada para simular la señal. Se observa que ambos métodos son consistentes y resultan útiles para describir el comportamiento de la señal a la salida del detector.

A medida que las redes se alejan del divisor de haces, el rango efectivo de longitudes de onda decrece y el ancho de la señal se incrementa, perdiendo resolución. Como se observa en la Figura 4.13a, para una red de 1200 l/mm y un divisor de haces cuadrado de 5 cm de lado, el ancho del pico comienza a crecer a partir de una distancia D_{BSG} de 10 cm aproximadamente, y se duplica al alcanzar los 25 cm. Este comportamiento es comparable a utilizar una fuente

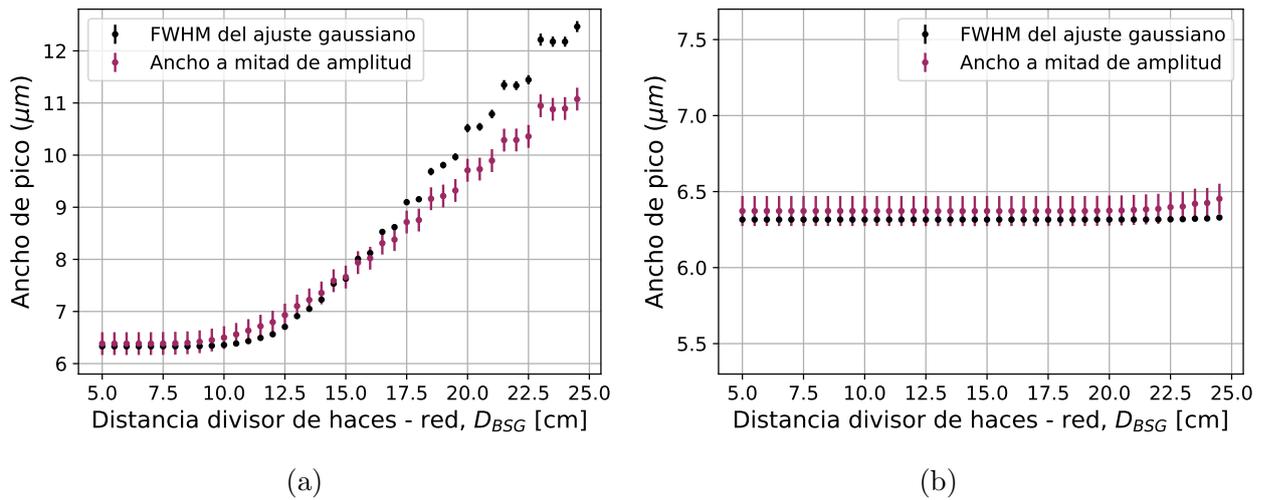


Figura 4.13: Ancho de pico de la señal calculado a partir del ajuste gaussiano de la envolvente de la señal (en negro) y extrapolando los puntos a mitad de la amplitud (en violeta) para redes de difracción de (a) 1200 l/mm y (b) 600 l/mm.

de luz con menos ancho de banda ya que es inversamente proporcional al ancho de la señal (ver capítulo 2). Si se analiza la misma situación para una red de 600 l/mm (Figura 4.13b) se observa que el ancho de la señal se mantiene constante para todo el rango D_{BSG} estudiado.

4.2.4.2. Efecto sobre la amplitud

Además del ancho de la señal OPD, es útil analizar la relación señal a fondo (SBR) como indicador de la calidad de la señal a detectar. En este caso, se calculó la SBR a partir del cociente entre la amplitud de la señal en la OPD (entre mínimo y máximo de la señal sinusoidal) y la amplitud de la señal por fuera del máximo de interés (ver Figura 4.11a)

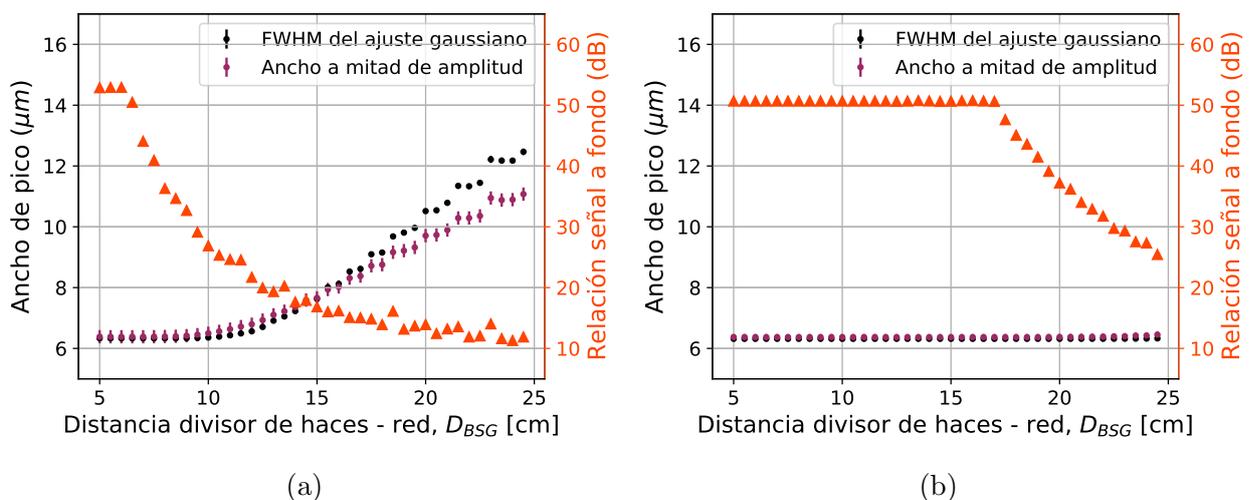


Figura 4.14: Ancho de pico (puntos) calculado por dos métodos junto a la relación señal a fondo para redes de difracción de (a) 1200 l/mm y (b) 600 l/mm.

Si se compara la evolución de SBR junto a la evolución del ancho de la señal se observa que, para el caso de 1200 l/mm (Figura 4.14a) la SBR comienza a decrecer alrededor de los 6 cm, mayormente debido al efecto oscilatorio que aparece por el recorte cuadrado de la señal LCI por parte del divisor de haces (como se evidencia en la Figura 4.11a), mientras que el ancho comienza a modificarse al doble de la distancia. Es decir que la SBR resulta más sensible a las limitaciones geométricas del sistema.

Para la red de 600 l/mm (Figura 4.14b), como los ángulos de dispersión son menores para esta red, el rango de operación del detector comienza a recortar la señal a los 17 cm, traduciéndose en una disminución de la SBR pero sin llegar a afectar el ancho de la señal.

Cabe destacar que en el caso en que solo una de las redes se mueva, el rango de operación del detector estará limitado por la que se encuentre más alejada del divisor de haces.

El análisis hasta aquí se basó en consideraciones puramente geométricas del trazado de rayos siendo útil para estimar el posicionamiento óptimo de los elementos en el SHD de manera simplificada. Sin embargo, para un modelo más realista debería tenerse en cuenta el ancho del haz que incide sobre las redes ya que, como se mencionó anteriormente, desempeña un rol fundamental en el rango dinámico del detector. Además, es necesario modelar el perfil de intensidades a lo largo de este ancho, dado que influirá en la amplitud de la señal de salida.

4.3. Características del haz de iluminación

Hasta aquí se analizaron distintas consideraciones geométricas que permiten optimizar el diseño del SHD. El perfil de intensidades de los haces difractados por las redes se consideró uniforme espacialmente a lo largo de un ancho fijo $2w_0$, lo que se denomina usualmente “top-hat”. Sin embargo, un modelo más cercano a la realidad, dada la óptica de colimación a la entrada del SHD, sería asumir un perfil de intensidades gaussiano de un haz colimado dado por

$$I_{gauss}(r, \lambda) = \frac{2P_0(\lambda)}{\pi w(\lambda)^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(\lambda)}\right) \quad (4.3.1)$$

donde w es el radio del haz medido desde el centro del mismo, para el cual la intensidad cae a $1/e$ del máximo. La dependencia con λ simboliza los parámetros que varían según la longitud de onda que se vea dispersada por la red. Para cada una de ellas el ancho del haz $2w_\lambda$, como muestra la Figura 4.15a, puede hallarse relativo al ancho de entrada $2w_0$ mediante

la relación

$$2w_\lambda = 2w_0 \frac{\cos(\theta_\lambda)}{\cos(\theta_0)} \quad (4.3.2)$$

donde θ_λ es el ángulo de salida de cada longitud de onda y θ_0 el ángulo de incidencia, ambos medidos respecto a la normal de la red. En la Figura 4.15b se ilustra los haces dispersados

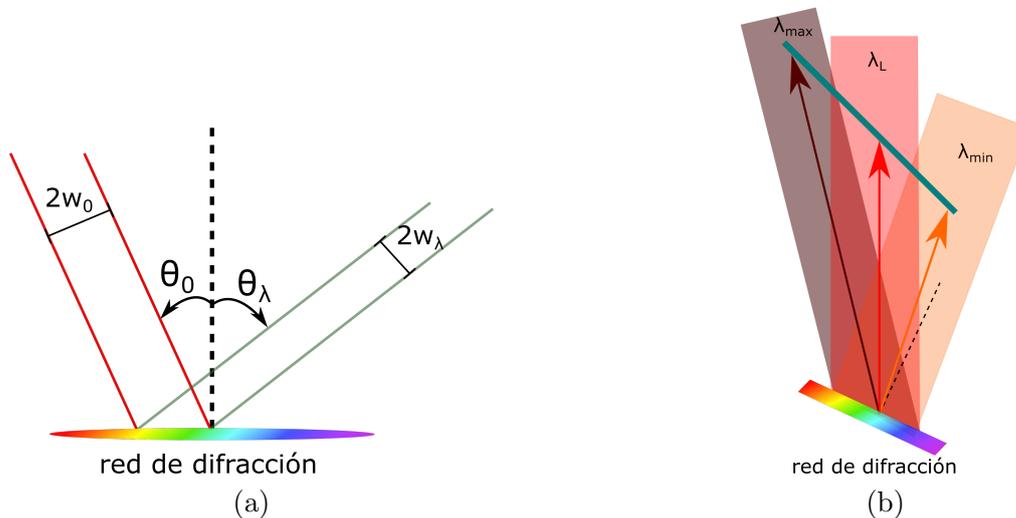


Figura 4.15: (a) Esquema básico del cambio en el ancho de salida $2w_\lambda$ de cada longitud de onda λ al ser dispersada por la red en función del ancho de entrada $2w_0$. (b) Incidencia sobre el divisor de haces de longitudes de onda mayores y menores que λ_L donde se observa la posible pérdida de intensidad dado sus anchos.

para tres longitudes de onda distintas. Se observa que para las longitudes extremas, si bien el centro del haz incide sobre el divisor de haces, la mitad de su ancho se pierde dado el tamaño del divisor, por lo cual sumarán en menor medida a la formación de las franjas. A medida que el centro del haz se aleje del área del divisor, el aporte a la señal será cada vez menor.

Para el trabajo aquí desarrollado sólo es de interés el perfil de intensidades en la dirección lateral del detector, es decir la dirección en la cual dispersa la red de difracción por lo cual se trabajó con el perfil gaussiano generado en esa dirección.

4.3.1. Zona de interferencia entre haces

Para que los haces correspondientes a cada longitud de onda interfieran es necesario que se superpongan espacialmente sobre el detector. Esto dependerá del ancho de cada haz así como de la distancia entre plano de observación y la red de difracción. Una forma de visualizar esto es plantear las redes (G_1 y G_2) superpuestas como se muestra en la Figura 4.16 y analizar el recorrido que realizan los haces difractados por cada una hasta el plano

de observación O . El caso más sencillo es para λ_L dado que el haz vuelve sobre si mismo,

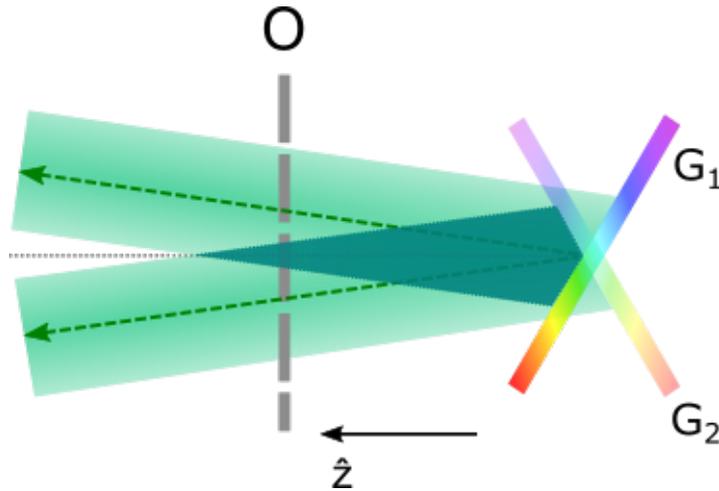


Figura 4.16: Esquema de la zona de interferencia máxima generada por los haces difractados de una misma longitud de onda por ambas redes. El área de interferencia sobre el plano de observación O dependerá de la posición a lo largo del eje z en la que se ubique el mismo.

por lo cual se superponen completamente. Para las otras longitudes de onda, los haces se separan hacia lados contrarios del eje óptico, por lo cual la zona de interferencia es máxima cerca de las redes y decrece a medida que los haces recorren más camino. Las longitudes de onda extremas (λ_{min} y λ_{max}) son las que definirán las zonas de interferencia menores ya que sus vectores de onda forman ángulos mayores con el eje óptico. Cabe destacar que los haces dibujados en la Figura 4.16 se superponen en todo el espacio a lo largo de \hat{z} , pero a fines prácticos se considera una zona de máxima de interferencia que corresponde a la superposición de los perfiles gaussianos hasta su radio $w(\lambda)$. Es decir que las colas de las gaussianas interferirán más allá del extremo de la zona romboidal sombreada, pero su intensidad será mucho menor.

Para ilustrar esto se muestra en la Figura 4.17a la simulación numérica de los spots generados en el plano de observación por tres longitudes de onda distintas dispersadas por una única red: una central correspondiente a $\lambda_0 = \lambda_L = 850$ nm y dos equiespaciadas a cada lado de 825 nm y 875 nm. Las imágenes corresponden al perfil de intensidades en dos dimensiones normalizado al máximo para cada λ , considerando un ancho de entrada $2w_0 = 2$ cm y una distancia entre red y plano de observación de 5 cm. El recuadro celeste marca los límites de un detector de 2 cm de lado y la línea roja punteada denota la dirección vertical al eje óptico ($x=0$). En la Figura 4.17b se grafican los mismo perfiles pero al aumentar la distancia entre red y sensor a 15 cm. Se observa que el spot correspondiente a λ_L se mantiene centrado, dado que retorna sobre sí mismo, mientras que las longitudes de onda mayores y

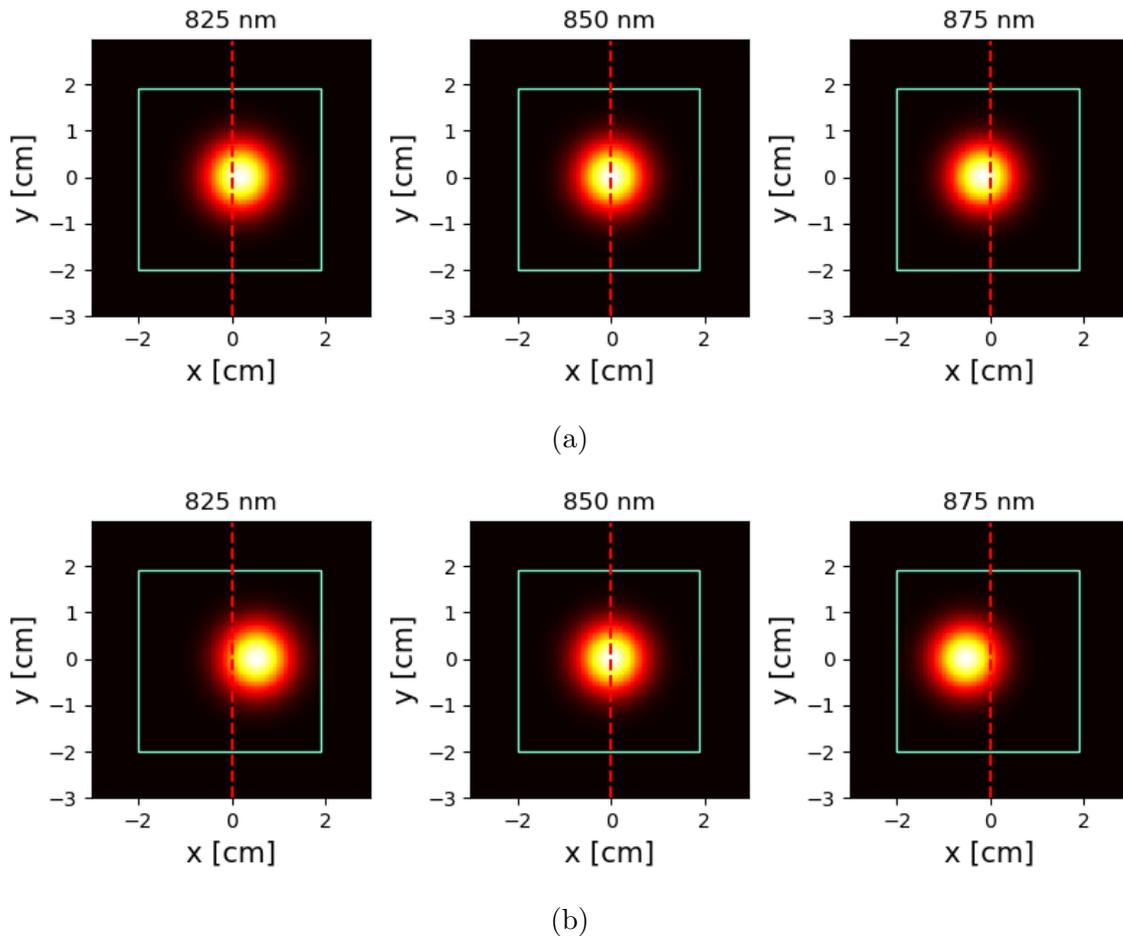


Figura 4.17: Perfiles de intensidad en dos dimensiones de los haces correspondientes a tres longitudes de onda difractadas por una única red, detectados sobre un plano de observación a 5 cm (a) y a 15 cm (b) de la misma. Se consideró $\lambda_L = 850\text{nm}$ y la misma intensidad para todas las longitudes de onda. El cuadrado celeste representa el área de un sensor de 2 cm x 2 cm.

menores se alejan del eje óptico a medida que aumenta la distancia entre el detector y la red.

En la Figura 4.18a y 4.18b, se grafican los spots superpuestos para ambas redes para las mismas longitudes de onda consideradas anteriormente (825 nm, 850 nm y 875 nm) para distancias entre red y plano de observación de 5 cm y 15 cm respectivamente. El centro del perfil gaussiano se marcó con un asterisco de distinto color según la red de la cual proviniera el haz. Se observa que la superposición entre los haces es cada vez menor a medida que el plano de observación se aleja de la red, por lo cual también lo será la interferencia que se genere entre esas longitudes de onda.

La intensidad de los haces dispersados para cada λ dependerá del espectro de la fuente utilizada. Si por ejemplo, se considera un espectro gaussiano como el de la Figura 4.1a centrado en 850 nm, la intensidad decae aproximadamente a la mitad para $\lambda = 825$ nm y

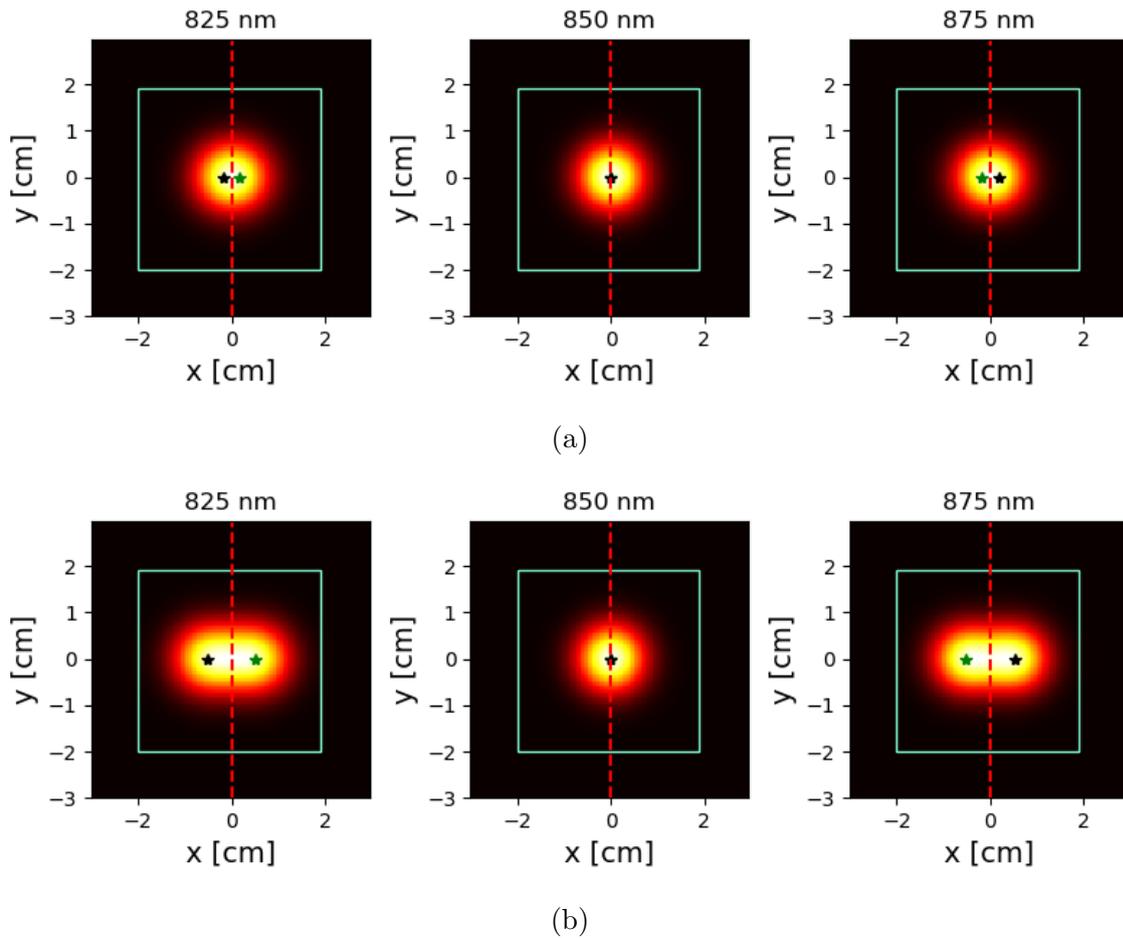


Figura 4.18: Perfiles de intensidad en dos dimensiones superpuestos de los haces correspondientes a tres longitudes de onda difractadas por ambas redes, detectados sobre un plano de observación a 5 cm (a) y a 15 cm (b) de la red. Se consideró $\lambda_L = 850\text{nm}$ y la misma intensidad para todas las longitudes de onda. Los asteriscos denotan el centro del haz gaussiano.

$\lambda = 875\text{ nm}$ por lo cual, los spots sobre el plano de observación resultan más tenues, como se muestra en la Figura 4.19.

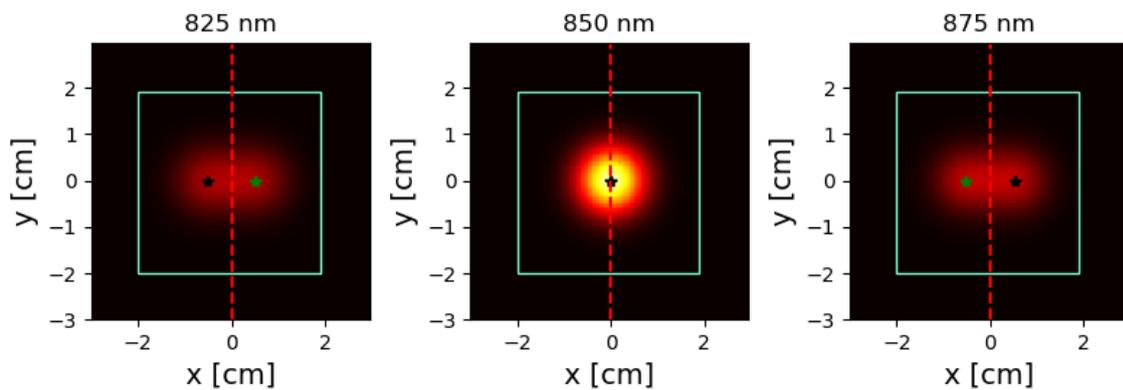


Figura 4.19: Perfiles de intensidad en dos dimensiones para tres longitudes de onda difractadas por ambas redes con la intensidad correspondiente según el espectro de la fuente.

En las Figuras 4.20a y 4.20b se muestra el perfil de intensidades que se obtiene al sumar las contribuciones de todas las longitudes de onda que componen el espectro de la fuente sobre el plano de observación, para dos distancias distintas de 5cm y 30 cm entre la red y el plano respectivamente. Se observa que al alejar el plano de observación, el perfil resulta más ancho pero con menor intensidad. Esto es de particular interés para la premisa desarrollada en la sección 3.3, para la cual un mayor ancho de spot es necesario para medir longitudes mayores de OPD. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que un mayor diámetro del haz implica que la energía se distribuirá en un área mayor del plano de observación, disminuyendo la intensidad de la señal de salida del SHD. En estos casos, las características del sensor utilizado cobrarán especial importancia, ya que su sensibilidad será determinante para la detección.

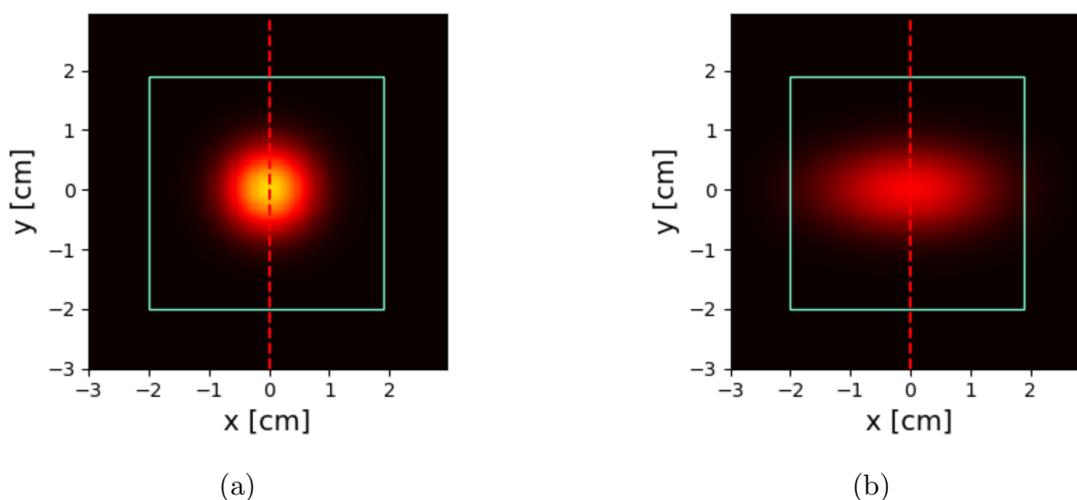


Figura 4.20: Perfil de intensidad completo, resultado de sumar las distintas longitudes de onda dispersadas por cada red sobre el plano de observación ubicado a 5 cm (a) y 30 cm (b) de la red. Se observa que a mayor distancia del plano, existe mayor intensidad cerca de los bordes del sensor (marcado en celeste).

4.3.2. Modelo teórico para haces con perfil gaussiano

Una vez estudiado el panorama general de los haces generados por cada red de difracción, se procedió a analizar como influyen estos perfiles en la señal de interferencia detectada por el SHD. Cabe recordar que sólo la dirección en el eje x es de interés, ya que es donde se formarán los picos correspondientes a cada OPD por lo cual el estudio se centró en la señal generada en la fila de píxeles central ($y=0$).

Para hallar la señal de salida fue necesario replantear las ecuaciones de interferencia teniendo en cuenta los perfiles de intensidad gaussianos para cada red y para cada longitud

de onda. Si se parte de dos campos E_1 y E_2 definidos por

$$\vec{E}_1 = R_1 \cos(k_1 \vec{r}) \quad (4.3.3)$$

$$\vec{E}_2 = R_2 \cos(k_2 \vec{r}) \quad (4.3.4)$$

y consideramos sus amplitudes iguales $R_1 = R_2 = R$, la interferencia entre los mismos puede describirse como

$$I_{int} = 2R^2(1 + \cos((k_1 - k_2)r)). \quad (4.3.5)$$

Si se considera ahora un perfil de intensidad no uniforme los campos pueden expresarse como

$$\vec{E}_1 = R_1 G_1(\vec{r}) \cos(k_1 \vec{r}) \quad (4.3.6)$$

$$\vec{E}_2 = R_2 G_2(\vec{r}) \cos(k_2 \vec{r}) \quad (4.3.7)$$

Para un perfil gaussiano, el haz difractado para cada longitud de onda tendrá la forma $G_{1,2}(x) = A_{1,2} \exp\left(\frac{-2(x \pm x_0(k))^2}{w(k)^2}\right)$ donde x_0 corresponde al centro del haz y w a su radio (considerando el haz colimado). Como se mostró anteriormente, ambos valores dependen de la longitud de onda. Dada la aproximación de ángulos pequeños γ respecto al eje óptico en el que son difractadas las distintas longitudes de onda, x_0 puede hallarse geoméricamente según la distancia D_{OG} entre la red y el plano de observación mediante $x_0 = D_{OG}\gamma$. Por simplicidad sólo se consideró la forma funcional gaussiana en el eje x. La interferencia puede escribirse como

$$I_{int} = R_1^2 G_1^2 + R_2^2 G_2^2 + 2R_1 G_1 R_2 G_2 \cos((k_1 - k_2)r) \quad (4.3.8)$$

$$= R^2 (G_1^2 + G_2^2 + 2G_1 G_2 \cos((k_1 - k_2)r)) \quad (4.3.9)$$

$$= \frac{I_0(k)}{4} \left[I_{G_1} + I_{G_2} + 2\sqrt{I_{G_1} I_{G_2}} \cos((k_1 - k_2)r) \right] \quad (4.3.10)$$

donde G_1 y G_2 solo podrían considerarse iguales para el caso λ_L ya que para cualquier se encuentran centrados espacialmente en distintas posiciones del plano de observación, a lo largo de x. Aquí $I_0 = R^2$ representa un factor de intensidad constante que dependerá únicamente de la longitud de onda. La ecuación para la interferencia que modela el detector

heterodino, cuando se consideran perfiles de intensidad gaussianos resulta entonces

$$I_{het}(r) = \int_0^{\infty} S(k) \left[I_{G_1}(k, r) + I_{G_2}(k, r) + 2\sqrt{I_{G_1}I_{G_2}}\cos((k_1 - k_2)r) \right] dk \quad (4.3.11)$$

Para poder comparar los distintos casos la señal a la entrada es normalizada de manera tal que la integral espacial y en longitud de onda sea unitaria.

4.3.3. Efecto sobre configuración básica del detector

En esta sección se analiza cómo influye el ancho del haz de entrada para distintas condiciones del SHD y cómo afecta el desempeño del detector. En primer instancia se muestra la señal que se obtendría con el mismo SHD al variar el ancho del spot, para una $OPD_m = 0,03 \text{ cm}$ fija. Para esta simulación se consideraron ambas redes iguales de 1200 l/mm , a una distancia de 5 cm del plano de observación y se varió el ancho $2w_0$ del haz gaussiano de entrada entre 0.5 cm y 2 cm . En la Figura 4.21a se observa que para anchos mayores, la energía se distribuye en un área mayor y por ende la señal disminuye en intensidad. Sin embargo, las amplitudes de las señales no varían considerablemente con lo cual se obtiene un rango de intensidades más uniforme. Un efecto análogo se produce al alejar el plano de observación de la red (Figura 4.21b). Para este caso el ancho del haz se mantuvo fijo en 1 cm y se graficó la señal para distintas distancias entre la red y el plano de observación.

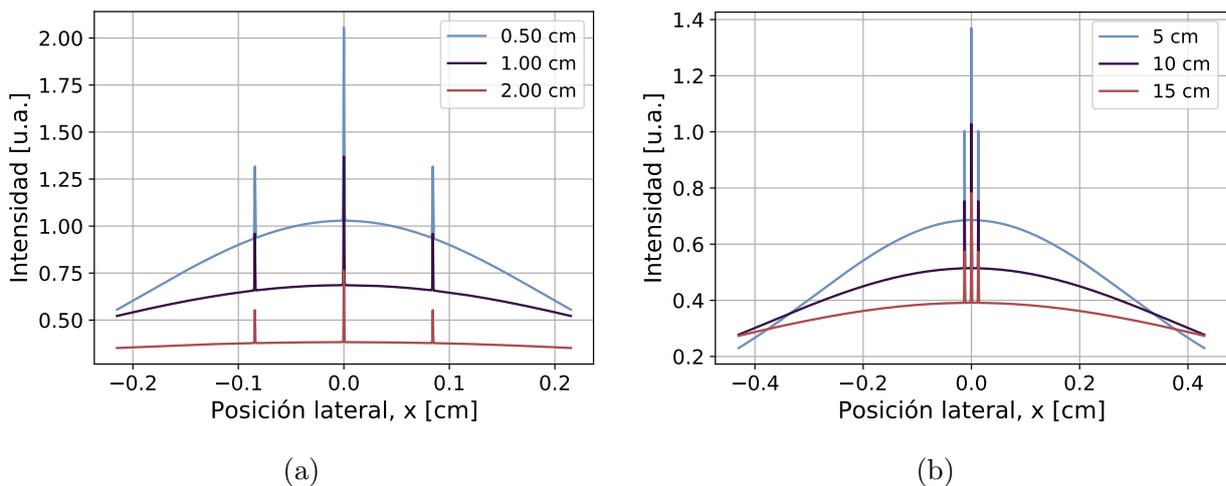


Figura 4.21: (a) Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y redes de 1200 l/mm a igual distancia del plano de observación (5 cm), al variar el ancho del haz de entrada. (b) Para el caso de ancho 1 cm se grafica la salida para distintas distancias entre el plano de observación y la red.

En la Figura 4.22a se comparan las señales manteniendo ahora el ancho fijo de entrada en

0.5 cm para distintas redes (de 300, 600 y 1200 l/mm). Se observa que las redes con menor dispersión angular no presentan cambios considerables en el nivel de señal pero permiten medir un menor rango de OPD que se evidencia al transformar la posición en el plano de observación x con el factor de escala $4x \tan(\theta_L)$ (ver Figura 4.22b).

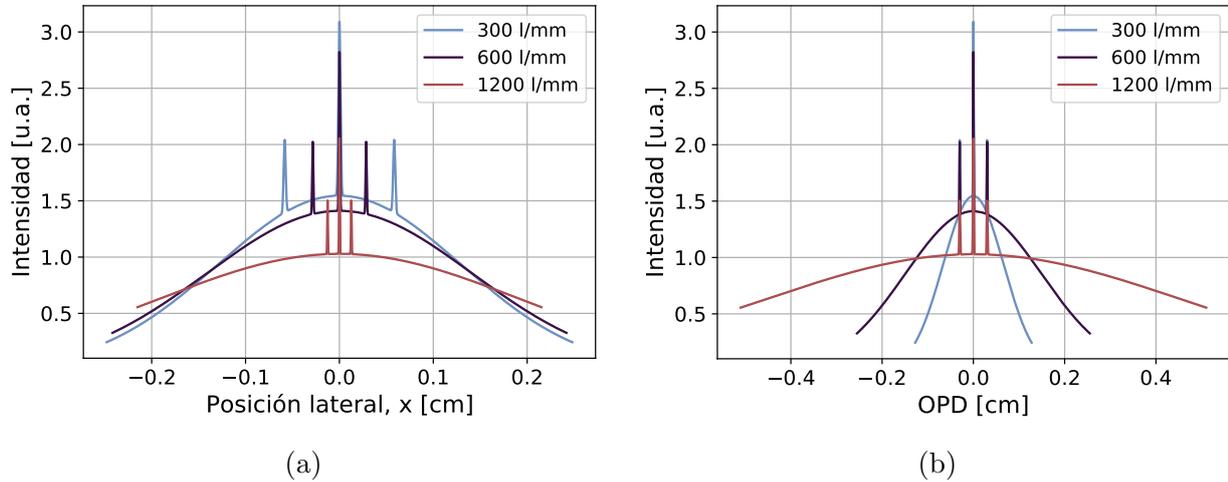


Figura 4.22: Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y un ancho de haz de 0.5 cm, para redes con distinta cantidad de líneas a igual distancia del plano de observación (5 cm). (a) Señal obtenida sobre el plano de observación. (b) Señal escalada a OPD.

4.3.4. Efecto sobre configuraciones asimétricas del detector

4.3.4.1. Combinación de elementos

Para las configuraciones asimétricas del detector los haces dispersados generarán perfiles distintos sobre el plano de observación. El limitante en cada caso particular será la red de difracción con mayor dispersión angular, ya que limitará geoméricamente la configuración del sistema para que sea posible recolectar toda la luz dispersada.

Existe una relación de compromiso entre la distancia máxima que puede medirse con el sistema y la intensidad de la señal generada a la salida del detector. Por ejemplo, en la Figura 4.23a se muestra la señal que se obtendría al reemplazar una de las redes de 1200 l/mm por un espejo, con un ancho del haz de entrada de 0.5 cm. Aquí se tuvo en cuenta la eficiencia de cada red, que se supuso en un 60 % y para el espejo se consideró una eficiencia del 100 %. La ventaja de esta configuración reside en la posibilidad de incrementar el nivel de señal a costas de disminuir el rango de medición, lo cual se evidencia al graficar la señal en función de la OPD (Figura 4.23b).

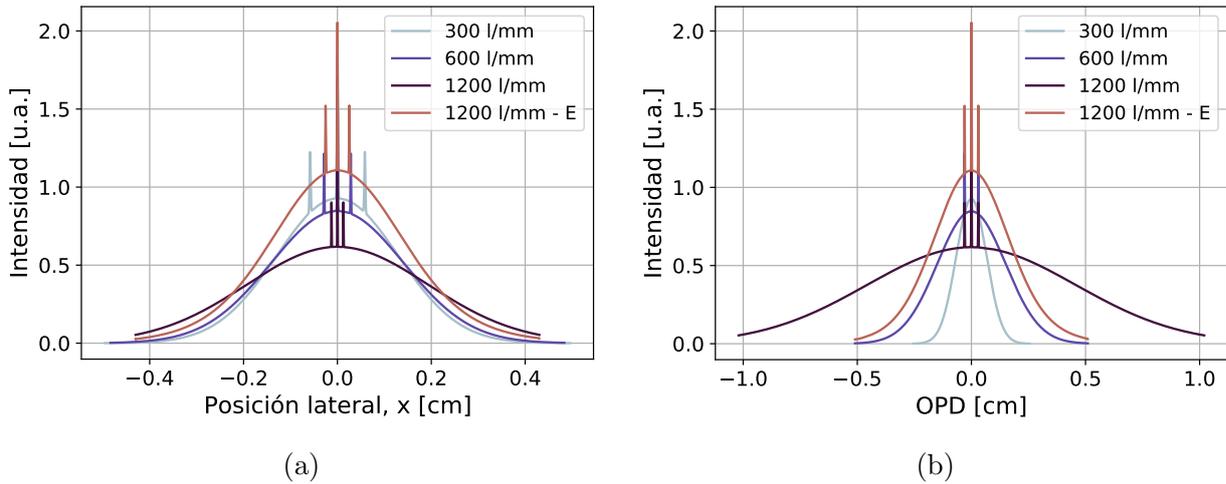


Figura 4.23: Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y un ancho de haz de 0.5 cm, para redes con distinta cantidad de líneas a igual distancia del plano de observación (5 cm) y para el caso asimétrico de una red y un espejo. La eficiencia de las redes se consideró del 60% y la reflectividad del espejo del 100%. (a) Señal obtenida sobre el plano de observación. (b) Señal escalada a OPD.

En cuanto a la posición de la señal esperada de OPD y el rango de medición, esta configuración resulta muy similar al caso donde se tienen dos redes de 600 l/mm, ya que el factor de escala se reduce a la mitad y aumenta la amplitud de la señal comparado con el caso de dos redes iguales de 1200 l/mm.

4.3.4.2. Variación de fase inicial

En el caso en que cada red se ubique a distinta distancia del divisor de haces, y por ende del plano de observación, existe una fase adicional por la cual la señal de salida se encontrará corrida hacia la derecha o izquierda según sea el caso, como se vio en el capítulo 3, sección 3.3.1.2. En las Figuras 4.24a y 4.24b se muestran las señales sobre un rango lateral fijo $\Delta x \approx 0,8$ cm sobre el plano de observación, considerando un ancho de haz menor a Δx (0.5 cm) y uno mayor (1 cm) respectivamente, para distintas diferencias de camino entre redes.

Como se esperaba el nivel de la señal es menor en conjunto en el caso del haz más ancho (Figura 4.24b) ya que la energía se encuentra distribuida en un área mayor. Sin embargo, la señal que se obtiene presenta una mayor amplitud cuando la diferencia entre redes es de 0.4 mm que en el caso del haz más angosto, donde no se llega a apreciar (Figura 4.24a). Esto se debe a que los haces gaussianos de las longitudes marginales, al ser más anchos presentan una intensidad más uniforme a lo largo de todo el rango Δx considerado, por lo cual tienen

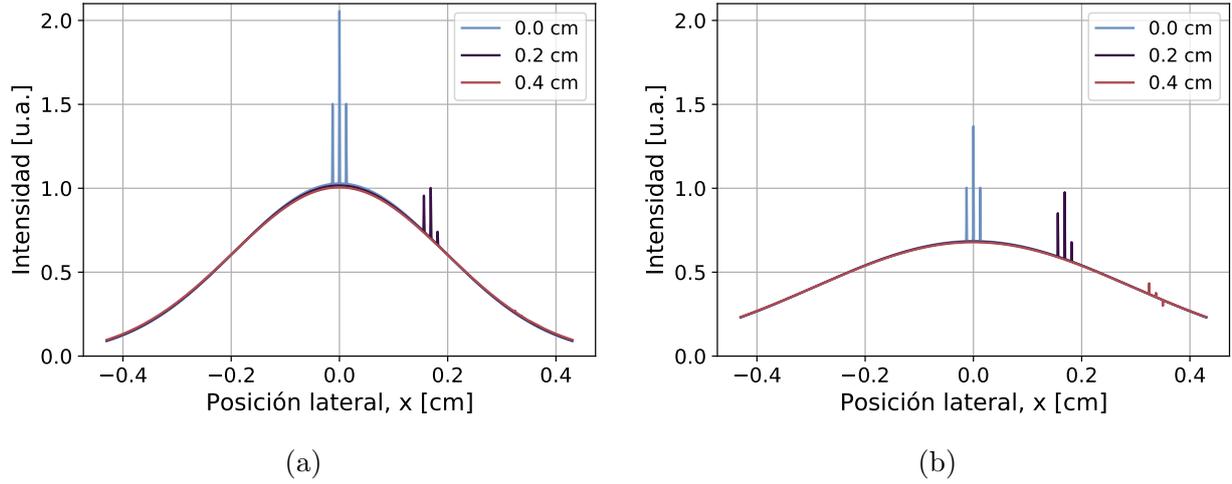


Figura 4.24: Señales de salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm y redes a distinta distancia entre sí respecto al plano de observación, al considerar (a) un ancho de entrada de 0.5 cm menor al campo de visión y (b) un ancho mayor de 1 cm.

un aporte mayor a la señal de interferencia que en el caso de haces más angostos.

4.3.5. Resolución

Un factor importante que caracteriza el desempeño de detector, es el ancho de la señal para cada OPD, la cual definirá la resolución axial del sistema. Cabe recordar que una de las características principales de LCI/OCT es su resolución micrométrica, por lo tanto es necesario establecer las condiciones bajo las cuales el detector funciona de manera óptima, es decir, sin perder resolución.

Como se vio en el capítulo 2, la resolución de la técnica OCT se define como el ancho FWHM que se relaciona con el espectro de la fuente mediante

$$\delta z = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}. \quad (4.3.12)$$

Para $\lambda_0 = 850 \text{ nm}$ y $\Delta \lambda = 50 \text{ nm}$, la resolución (en aire) es de $6,38 \mu\text{m}$. Si la configuración del detector es correcta, las señales a la salida deberían presentar este ancho característico. Sin embargo, si existe pérdidas de ancho de banda espectral, este ancho se verá afectado y por lo tanto la resolución será menor. Para analizar la resolución antes distintas configuraciones se buscó hallar el ancho de la señal mediante un ajuste no lineal de la misma. Se utilizó una función de la forma $S_g = A \exp\left(\frac{-(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + B + Cx$. La parte lineal permite ajustar la línea de base que no es constante debido a la forma del spot variable sobre el plano de observación.

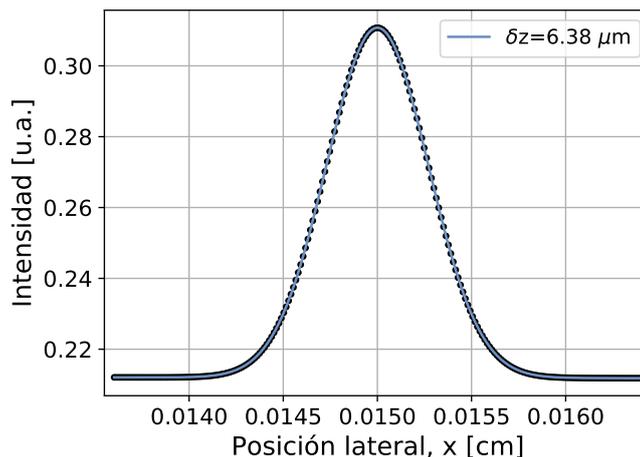


Figura 4.25: Ejemplo de la señal OPD de SHS ajustada por la función S_g . Se detalla el FWHM obtenido a partir del ajuste.

El parámetro σ permite hallar el ancho de la señal como $FWHM_g = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$. Un ejemplo de estos ajustes se muestra en la Figura 4.25

Realizando este procedimiento para las distintas configuraciones de redes y ancho de haz del SHD se obtuvo el gráfico de la Figura 4.26. Como guía, se trazó la línea correspondiente a la resolución teórica del sistema y una cota de tolerancia definida por el 95% de esta resolución. Se observa que cuanto menor es el parámetro de red, menor es el ancho del haz de entrada necesario para que el sistema se encuentre en la región óptima de operación.

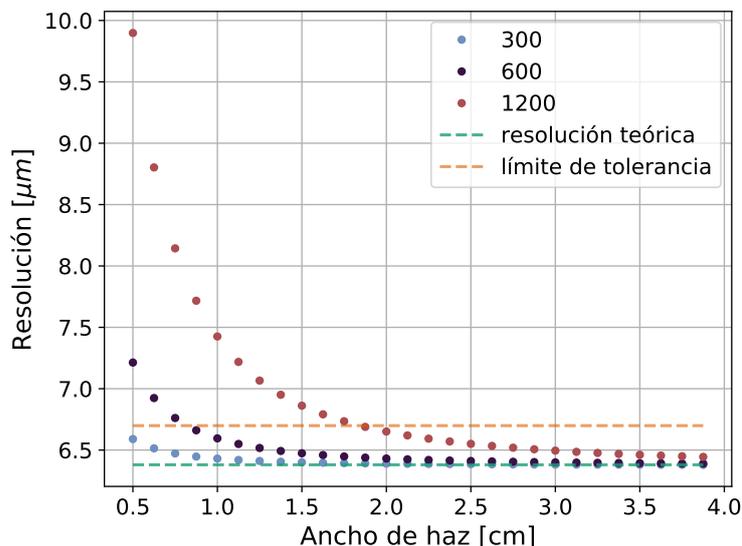


Figura 4.26: Resolución obtenida a partir del ancho de la señal OPD a la salida del SHD para distintas redes en función del ancho del haz de entrada.

Si bien este análisis da una idea de la importancia del ancho del haz de entrada, también

debe tenerse en cuenta la distancia a la cual se colocará el sensor, es decir el plano de observación a utilizar, por lo visto en la Figura 4.21b. Para una descripción más completa del sistema, se estableció la dependencia de la resolución para las tres redes por separado, teniendo en cuenta tanto el ancho del haz de entrada como la distancia entre la red y el plano de observación. Los resultados se muestran en la Figura 4.27.

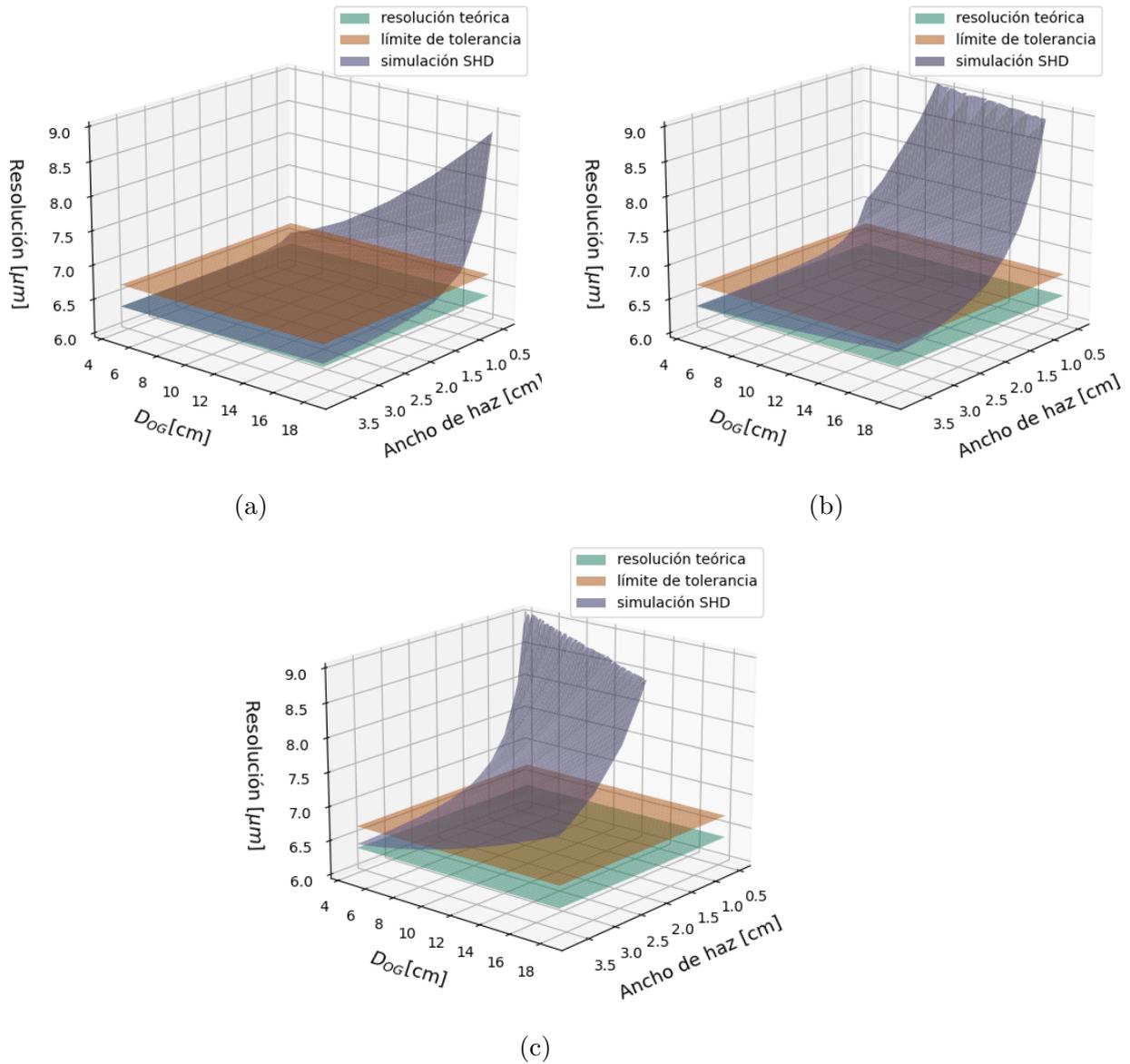


Figura 4.27: Resolución a la salida del SHD para una OPD fija de 0.03 cm al variar el ancho del haz de entrada y la distancia entre las redes y el plano de observación D_{OG} , para redes de a) 300 l/mm, b) 600 l/mm y c) 1200 l/mm

La superficie verde representa la resolución para cada intersección de parámetros. También se marcaron los planos correspondientes a la resolución teórica y a la tolerancia del 95%. Para el caso de 300 l/mm (Figura 4.27a) se observa que existe una gran superficie cercana a

la resolución teórica, es decir que existe una gran variedad de configuraciones posibles para no perder resolución. Para el caso de 1200 l/mm (Figura 4.27c) se observa que el ancho debe incrementarse y mantener el sensor lo más cercano posible a la red para obtener la resolución óptima. El caso de 600 l/mm (Figura 4.27b) presenta una solución intermedia, en la cual existe una mayor variedad de configuraciones donde se mantiene la resolución respecto al caso de 1200 l/mm pero además provee un rango de medición mayor que el caso de 300 l/mm.

4.4. Comentarios finales

En este capítulo se estudió como varía la resolución y el rango dinámico de medición del detector teniendo en cuenta tres características principales: la cantidad de líneas de las redes elegidas, su posicionamiento respecto al divisor de haces y el sensor y el ancho del haz de entrada. Las simulaciones numéricas presentadas se realizaron a partir del desarrollo de un código propio, el cual se detalla en el Anexo II.

Este estudio completo permite optimizar la configuración del SHD para LCI para distintos escenarios. Por ejemplo, se puede buscar la configuración necesaria para optimizar la resolución del sistema, el rango dinámico de medición o ambos a la vez. Por otro lado, se puede diseñar el sistema para obtener determinado rango de medición y resolución y encontrar los componentes que permitan, por ejemplo, disminuir el costo del equipo.

En el siguiente capítulo se desarrolla el dispositivo experimental montado en el laboratorio y se discuten detalles experimentales a tener en cuenta según la aplicación en la que se lo desee utilizar.

Capítulo 5

Desarrollo experimental del detector

En este capítulo se describe el montaje experimental del detector heterodino espacial (SHD) para señales de interferometría de baja coherencia. En base a lo estudiado en el capítulo anterior, se buscó diseñar una configuración que permita extender el rango de medición de la técnica FD-LCI. A partir de un dispositivo base, se caracterizaron distintas configuraciones de operación del detector, analizando sus ventajas y particularidades.

5.1. Configuración experimental

Para analizar el desempeño del SHD para señales de LCI se montó el dispositivo experimental de la Figura 5.1. El sistema comprende dos partes principales, una correspondiente al interferómetro de medición en el cual se genera la señal LCI y otra al SHD.

El interferómetro de medición consiste en un diodo superluminiscente (SLD-350, Superlum) acoplado a fibra cuyo espectro está centrado en 849.2 nm y posee un ancho espectral (FWHM) de 58.4 nm. La salida de la fuente se encuentra conectada a un colimador CFC-11x-B (Thorlabs) cuyo haz ilumina dos ramas de un interferómetro de Michelson con sendos espejos de igual reflectividad. Uno de los mismos se mantuvo fijo (rama de referencia) mientras que el otro, denominado espejo de calibración (E_C), se ubicó sobre una plataforma de traslación que permitía variar su posición de manera controlada, generando señales LCI con distinta diferencia de camino óptico.

Dado que el objetivo de este trabajo es expandir el rango de medición de los sistemas FD-LCI por encima de los 3mm o 4 mm que presentan los sistemas convencionales que utilizan

espectrómetros para la detección (SD-LCI), se buscó montar una configuración del SHD que permita medir distancias mayores, alcanzando el orden de centímetros. Según lo estudiado en capítulos anteriores, el rango de medición se incrementa cuanto mayor sea el ancho del haz de entrada y la cantidad de líneas de las redes de difracción utilizadas (ver Capítulo 3, sección 3.3). Por estas razones se utilizaron redes de difracción por reflexión de 1200 1/mm (GR50-1208, Thorlabs) de 5 cm de ancho por 5 cm de alto, ubicadas en un ángulo de Littrow aproximadamente de 850 nm ($\approx 30^\circ$), cercano al centro del espectro de la fuente. Una de las redes se ubicó sobre una plataforma de traslación motorizada que permitía cambiar su posición a lo largo del eje axial y generar una fase adicional dentro del SHD.

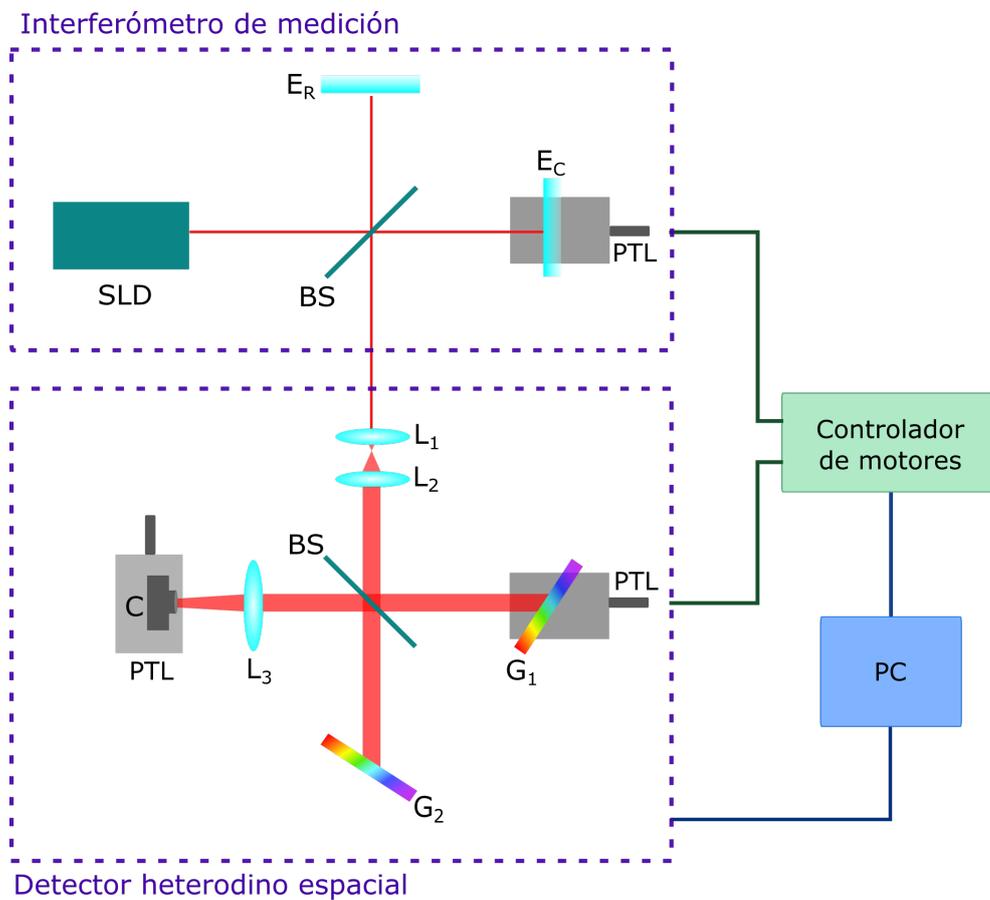


Figura 5.1: Dispositivo experimental SHD-LCI. En el interferómetro de medición el espejo de calibración E_C se desplaza generando las señales de LCI. Mediante una PC se sincroniza el movimiento de las plataformas de traslación (PLT) con la adquisición del SHD. SLD: diodo superluminiscente, E_R : espejo de referencia, L: lente, G: red de difracción, BS: divisor de haces, C: cámara.

Para expandir el haz de entrada se utilizaron un par de lentes L1 y L2 de 4.55 mm y 35 mm de distancia focal respectivamente, formando un expander de 7.76X, de manera tal de iluminar la mayor área posible de las redes. Para estimar el diámetro del haz que resulta de esta combinación de lentes a la entrada del SHD, se calculó en primera instancia el diámetro

de la cintura del haz a la salida del colimador del SLD mediante

$$d = 4\lambda \frac{f}{\pi MFD} \quad (5.1.1)$$

donde λ es la longitud de onda central de la fuente, f la distancia focal del colimador y MFD el *mode field diameter* de la fibra óptica del SLD, es decir el diámetro del haz de salida de la fibra en el cual la intensidad cae a $1/e^2$. La fuente SLD-350 posee una fibra Corning Puremode 780 cuyas especificaciones indican un MFD = $(5,0 \pm 0,5) \mu m$ para 850 nm. Teniendo en cuenta la amplificación de 7.76X, el diámetro del haz a la entrada del SHD se estima entre 16 mm y 21 mm, para longitudes de onda entre 825 nm y 875 nm.

La señal de salida fue colectada por una lente L_3 y adquirida mediante una cámara CMOS (DCC1645C, Thorlabs) de 1280x1024 píxeles cuadrados de $3,6 \mu m$ y un área de sensado de 4.61 mm horizontal x 3.69 mm vertical. La cámara se ubicó sobre otra plataforma que permite su desplazamiento a lo largo del eje lateral x del haz de salida, es decir perpendicular al eje óptico, como se observa en la Figura 5.1.

Las plataformas de desplazamiento utilizadas tienen un recorrido máximo de 25 mm y se trasladan a través de motores (LTAHSPPV6, Newport) con $2.2 \mu m$ de precisión. Mediante un controlador de movimiento (ESP301, Newport) se configuraron las posiciones de los tres motores. Para facilitar el control y la adquisición, se desarrolló una interfaz en Python que permite controlar el movimiento de los motores así como visualizar y guardar las imágenes adquiridas por la cámara. Esta interfaz permite, además de ajustar las posiciones manualmente, programar barridos específicos de los motores y adquirir una o más imágenes por cada posición.

En la Figura 5.2a se muestra una imagen típica adquirida con este dispositivo experimental. Se observa una franja central (marcada con la flecha azul) y las franjas correspondientes a la OPD generada en el interferómetro de medición a igual distancia a cada lado (flechas violetas). A medida que el espejo de calibración se desplaza, la diferencia de camino óptico del interferómetro se modifica y las franjas correspondientes cambian su posición en la imagen respecto a la franja central.

Si bien las señales se pueden observar a simple vista de la imagen adquirida, es útil realizar un mapeo de la imagen a una señal de una dimensión como se muestra en la Figura 5.2b, a partir de la cual se puede hallar la posición central de las franjas y su ancho.

Para realizar este procesamiento de las imágenes se aprovechó la modulación interna de

las franjas para realizar un filtrado en el espacio de Fourier. Esta técnica es ampliamente conocida en el procesamiento de imágenes [93–95] ya que permite filtrar las frecuencias de interés de la imagen que en nuestro caso corresponden a la modulación interior de cada franja. El procedimiento básico consiste en realizar la transformada de Fourier en dos dimensiones de la imagen y definir una máscara que contenga las zonas con frecuencias de interés. Luego de aplicar esta máscara se realiza la transformada inversa para volver al espacio original y se obtiene como resultado la imagen filtrada, con las franjas que destacan por sobre el fondo. A partir de la imagen filtrada se suman sus filas para condensar la información en una señal en una dimensión. Este procedimiento se desarrolla y discute en detalle en el capítulo 6.

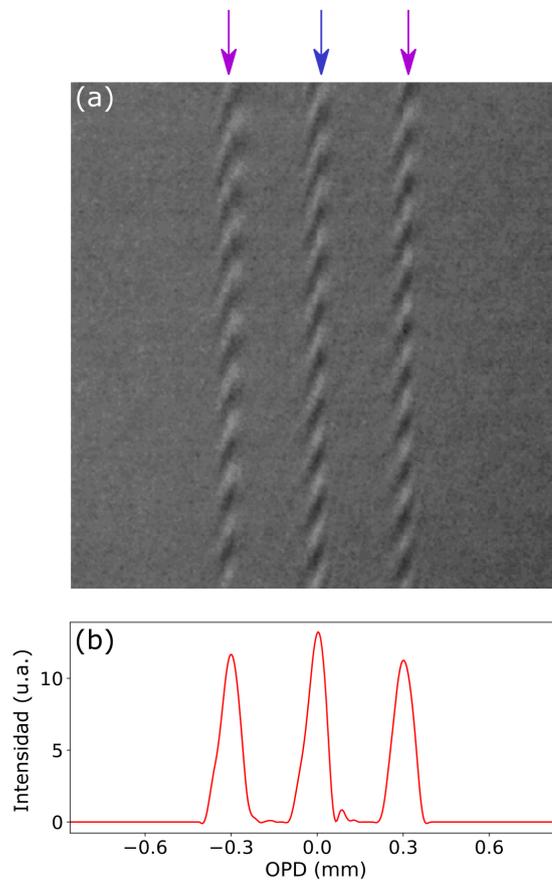


Figura 5.2: Imagen típica adquirida con el SHD-LCI (a) y mapeo a la señal unidimensional (b). Las flechas indican la franja central (azul) y las franjas correspondientes a la OPD de la señal de entrada (violeta).

5.1.1. Sobre el sensor a utilizar

En los capítulos anteriores se establecieron las bases teóricas del funcionamiento del SHD y se analizaron las señales resultantes en el plano de observación para distintas configuracio-

nes. Sin embargo no se hicieron consideraciones sobre el sensor necesario para detectar esa señal.

Si bien a la salida de SHD se genera una imagen en el plano de observación, la información de interés se encuentra principalmente sobre el eje lateral perpendicular al eje óptico (\hat{x}). Existen diversos sensores que pueden utilizarse para adquirir esta señal. El más sencillo corresponde a un sensor 2D como puede ser una cámara o un array lineal de unas pocas filas. Sin embargo también puede adaptarse a las necesidades del usuario por ejemplo utilizando un fotodiodo que recorra toda la longitud del haz de salida y adquiera punto a punto la señal. Este tipo de esquemas presenta la desventaja de no poder visualizar la señal de salida completa, es decir las diferentes OPD al mismo tiempo, ya que debería esperarse hasta finalizar el barrido del sensor.

Con cualquiera de los sensores a utilizar el principal requisito es que permita muestrear bien la señal, ya que de esto dependerá el correcto funcionamiento del detector, es decir la detección precisa y con la resolución adecuada de los picos de interés. En el caso de utilizar una cámara o array lineal, el tamaño de píxel juega un rol predominante ya que se buscará que sea menor que el ancho de la franja que se busca detectar. En el caso de utilizar un fotodiodo que se desplaza a lo largo del haz, debe considerarse también el paso con el que se trasladará el mismo, para que sea posible muestrear correctamente la señal.

5.2. Configuraciones de operación

Existen numerosas configuraciones posibles del SHD con distintos niveles de complejidad, cada cual resulta ventajosa según los requerimientos necesarios para el equipo y/o su campo de aplicación, por ejemplo optimizando el rango de medición o el costo del mismo.

La configuración más simple no posee partes móviles en el detector, es decir todos los elementos se alinean y se mantienen fijos durante la medición. Para estudiar esta configuración se ubicó la cámara centrada con el eje óptico a la salida del detector. Cabe recordar que el diámetro del haz utilizado (≈ 2 cm) es mucho mayor al ancho del sensor (4,61 mm) por lo cual solo se observará la zona central del haz (ver Figura 5.3). Las redes se ubicaron aproximadamente a 10 cm del divisor de haces, en distancias ligeramente distintas de manera tal de generar una diferencia de fase tal que la franja cero se ubique en el extremo izquierdo del sensor. De esta manera, el rango de medición abarca todo el ancho de la cámara utilizada.

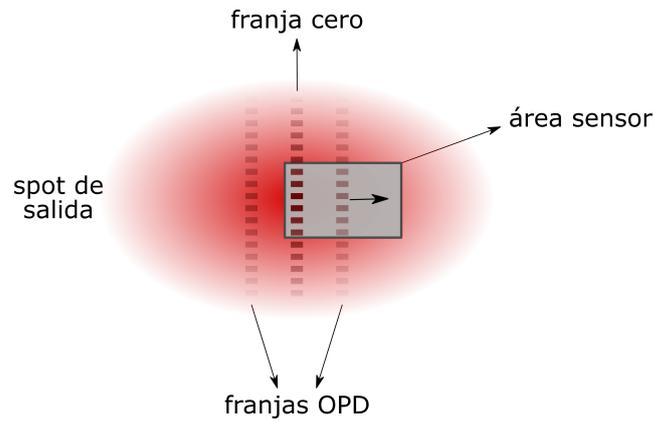


Figura 5.3: Esquema de la configuración estática de medición. El sensor se ubica de manera que la franja cero quede en un extremo. La OPD se varía de modo que la franja correspondiente se desplaza hasta el otro extremo del sensor.

Para verificar la factibilidad de esta configuración de operación, se movió el espejo de calibración del interferómetro de medición generando distintas diferencias de camino óptico hasta que la franja correspondiente a la OPD en la imagen alcanzara el extremo opuesto del sensor (ver Figura 5.3).

Se realizó un barrido del espejo de calibración, desplazándolo a intervalos de 1 mm y guardando la imagen generada en cada posición. Cada imagen fue procesada y se halló la posición de la franja correspondiente. Como medida de la incerteza en la posición, se tomó la mitad del ancho de la misma. Este proceso se detalla en el capítulo 6. Los datos obtenidos se graficaron en función del desplazamiento del espejo de calibración (Figura 5.4) y se logró establecer la curva de calibración del detector. La misma se realizó directamente con la distancia recorrida por el espejo y no con la OPD, que correspondería al doble de ese valor, ya que el objetivo del SHD-LCI es medir distancias axiales en la muestra. Como era de esperarse, por (3.3.9), la diferencia de camino generada en el interferómetro se traduce linealmente a una distancia x recorrida en el sensor. Cabe destacar que al utilizar una lente delante de la cámara (L3) existe un factor de proporción entre la posición x teórica y la posición real en el sensor y por lo tanto la curva de calibración dependerá de la distancia entre la lente y el sensor. En la Figura 5.4 se observa que con esta configuración se logra incrementar el rango dinámico de medición hasta 7 mm. Esto corresponde al doble de los sistemas convencionales SD-LCI lo cual denota la potencialidad del SHD para LCI. Cabe destacar que este método puede realizarse ubicando la franja cero en cualquier de los extremos, ya que la señal es simétrica a ambos lados de la misma.

Si bien con esta configuración se extiende el rango de medición, no se aprovecha por

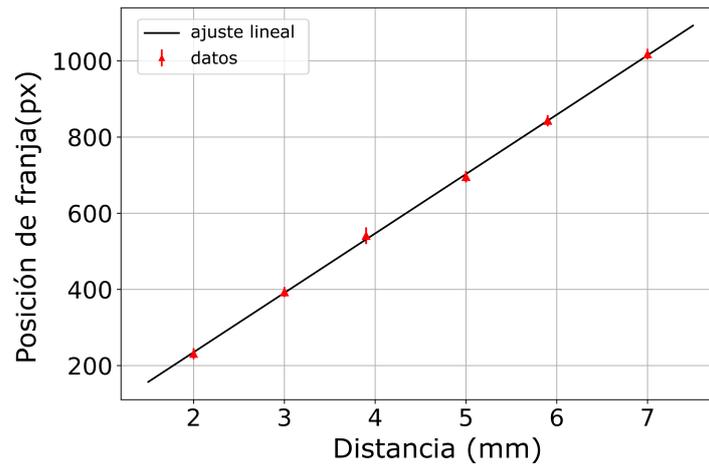


Figura 5.4: Curva de calibración para la configuración estática.

completo la potencialidad de la técnica ya que el área del haz de salida es mayor al sensor. Una posible solución para esto sería utilizar un sistema de lentes que permitan reducir el tamaño del haz a la salida a las dimensiones del sensor. Sin embargo esto también reduce el ancho de cada franja sobre el sensor, por lo cual el tamaño de los píxeles del sensor debería ser lo suficientemente pequeño para poder detectar cada una por separado, según la resolución esperada. Idealmente se necesitaría utilizar un sensor del orden de centímetros con píxeles de unos pocos micrones. Si bien esta configuración es factible con los sistemas disponibles actualmente, representa un impacto directo en el costo del equipo. Además la reducción producida por las lentes se produce en ambas direcciones del haz por lo cual puede que se desaproveche parte del área de sensado en el eje vertical.

5.2.1. Movimiento del sensor

Para los casos donde la reducción completa del haz al área del sensor no es posible o no resulta adecuada se sugiere una configuración alternativa del SHD donde el sensor es desplazado a lo largo del haz de salida, para poder medir sobre toda su extensión. La misma resulta útil tanto si el haz de salida original tiene un diámetro mayor al área del sensor, ilustrado como en los casos A y B en la Figura 5.5, o bien si el diámetro es ensanchado por medio de una lente (caso C). El caso A plantea la situación en la cual, por ejemplo, se requiere medir un rango extenso de OPD con buena resolución axial. En estos casos el diámetro del haz será del orden de centímetros pero las franjas serán angostas por lo cual la reducción del haz al área del sensor no es conveniente, ya que las franjas abarcaran pocos píxeles de

ancho dificultando su detección. El caso B plantea una situación similar donde el haz puede reducirse mediante una lente para desplazar en menor medida el sensor, pero sin llegar a dificultar la detección de las franjas. El caso C ilustra la situación en la cual se requieren ver y adquirir con mayor detalle ciertas zonas del rango de medición, por ejemplo si se quiere estudiar el ensanchamiento de las franjas u optimizar el muestreo de la forma cosenoidal que compone las franjas. En cualquier caso, se debe partir de una configuración estática óptima,

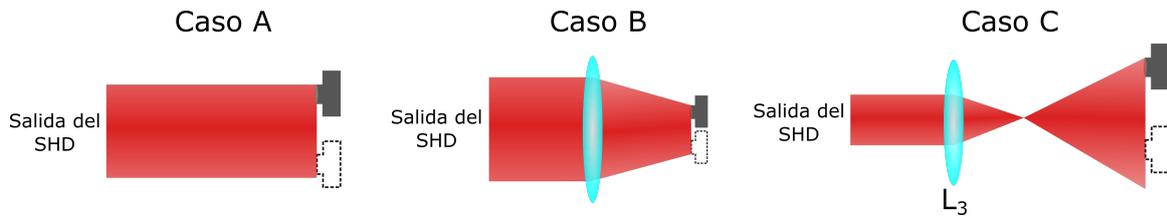


Figura 5.5: Ejemplos de casos en los que se requiere utilizar la configuración con movimiento del sensor. En los casos A y B el haz de salida es mayor al área del sensor mientras que en el caso C es ensanchado para estudiar en detalle ciertas regiones del rango de medición.

es decir aquella que permite detectar las franjas y su ancho de manera correcta y desplazar el sensor a lo largo del haz. Para estudiar esta configuración se planteó el caso B, es decir una lente reduciendo el haz de salida pero no completamente al área del sensor.

Para realizar la curva de calibración en esta configuración, se siguió el procedimiento que se ilustra en la Figura 5.6a. Las redes se ubicaron a distintas distancias del divisor de haces generando una diferencia de fase tal que la franja central se ubica en el extremo izquierdo del haz de salida (rango inicial). La cámara se coloca para que la franja central coincida con su extremo izquierdo, al igual que en el método estático. De esta manera, la franja correspondiente a la OPD del interferómetro se desplazará de un extremo al otro al variar el valor de OPD durante la calibración, permitiendo determinar el rango de medición a lo largo de todo el haz.

La calibración se lleva a cabo realizando la siguiente sucesión de pasos:

1. El espejo de calibración del interferómetro se desplaza, variando la OPD de modo que la franja correspondiente se mueve hacia el extremo opuesto del sensor, adquiriendo una imagen por cada posición deseada.
2. Manteniendo fijo el último valor de OPD del paso anterior, se mueve el sensor hasta que la franja ocupe el otro extremo del mismo.

Se repiten los pasos 1 y 2 hasta alcanzar el extremo del spot con el sensor (rango final). La cantidad de pasos necesarios dependerá de la longitud del sensor utilizado y del haz a la

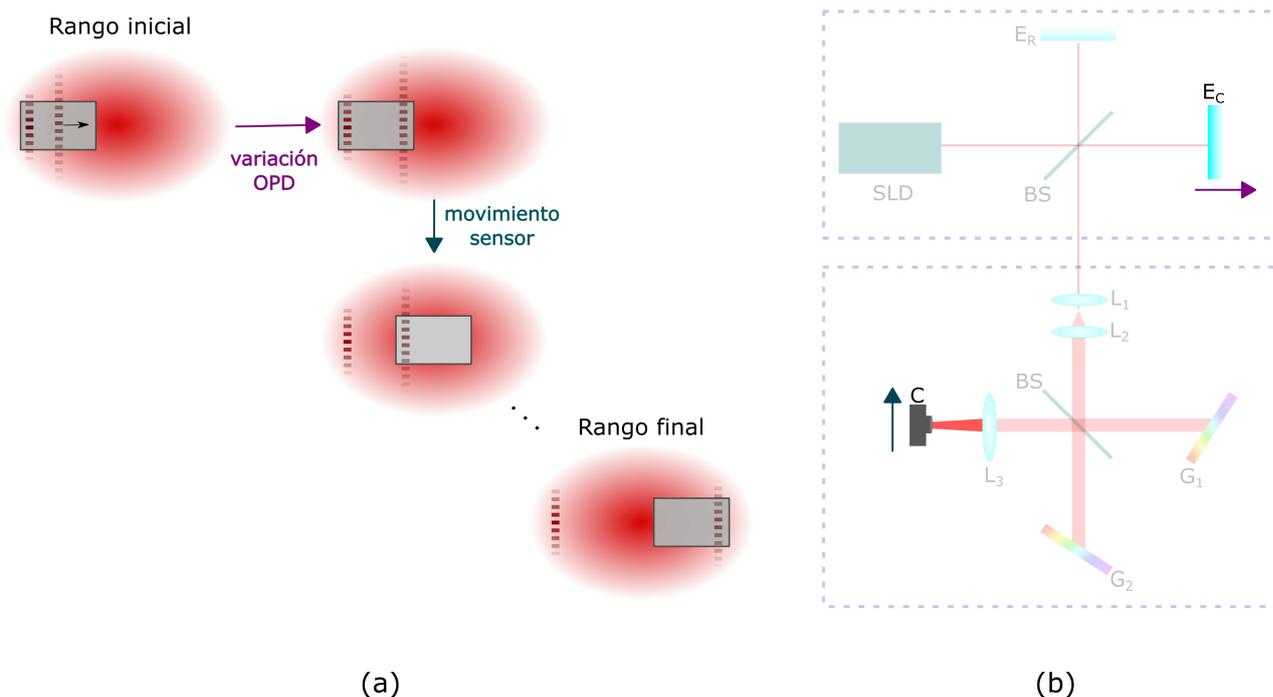


Figura 5.6: a) Calibración de la configuración con movimiento del sensor. La franja cero se ubica en el extremo del spot de salida. El espejo de calibración y el sensor se desplazan sucesivamente hasta que la franja de OPD alcanza el extremo del spot. En b) se resaltan los elementos móviles de la configuración.

salida. La última posición de la franja OPD del paso 1 sirve como referencia para solapar las mediciones entre movimientos del sensor. En la figura 5.6b se resaltan las partes móviles del dispositivo experimental para lograr la calibración.

Realizando este procedimiento se obtuvo una curva de calibración cuya pendiente fue $m = (181,3 \pm 0,8)$ píxel/mm (Figura 5.7). La distancia máxima alcanzada con este método fue de 22mm, extendiendo ocho veces el rango dinámico comparado con los sistemas convencionales que utilizan un espectrómetro como detector. La distancia máxima de medición puede estimarse teóricamente duplicando el valor dado por (3.3.10) $z_{max} = 2W \text{sen}(\theta_L)$, ya que la franja central se ubica en el extremo y se utiliza todo el haz de salida. En este caso, para un ancho $W = 2,1$ cm y $\theta_L \approx 30^\circ$ la distancia máxima es $z_{max} \approx 2,1$ cm lo cual es consistente con el rango medido.

En esta configuración del SHD el rango dinámico de detección está acotado al ancho del haz de entrada. Por lo tanto, para medir longitudes mayores, se necesitaría cambiar la óptica de entrada al SHD de manera tal de aumentar el tamaño del haz W . Esto conlleva la necesidad de utilizar redes, divisores y lentes de mayor tamaño que pueden resultar difíciles de conseguir en el mercado.

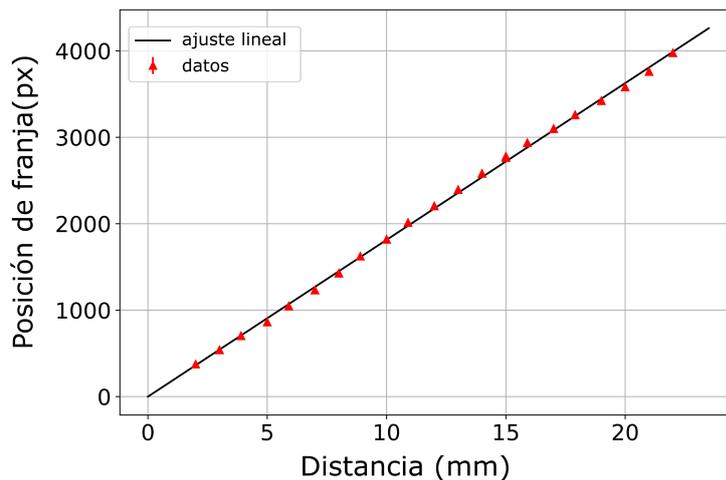


Figura 5.7: Curva de calibración hallada para la configuración con movimiento de sensor. El rango máximo supera los 20 mm.

5.2.2. Movimiento de la red

Para incrementar el rango de medición más allá del ancho del haz, se propuso un tercera configuración de operación, utilizando la generación de fase adicional en el SHD al colocar las redes a distintas distancias del divisor. Como se vio en el Capítulo 3, Sección 3.3.1.2, esta diferencia de fase se traduce en un corrimiento de la franja central y por ende de toda la señal de salida hacia un lateral de la imagen.

Para estudiar este sistema, el espejo del interferómetro se ubicó sobre dos plataformas de traslación, logrando un recorrido total de 50 mm ya que se querían estudiar rangos mayores al ancho del haz. La cámara se fijó centrada con el eje óptico del sistema y las redes se ubicaron inicialmente con una diferencia de fase tal que la franja central se sitúe en el extremo izquierdo del sensor. La calibración se llevó a cabo realizando la siguiente sucesión de pasos (ver Figura 5.8a):

1. La OPD del interferómetro se varía de modo que la franja correspondiente se desplaza hacia el extremo opuesto del sensor, adquiriendo una imagen por cada posición deseada.
2. Se mantiene la OPD fija y se mueve una de las redes a lo largo del eje óptico, incrementando la diferencia de fase en el SHD para que la franja ocupe ahora el otro extremo.

Los pasos 1 y 2 se repitieron hasta alcanzar el rango deseado. En la figura 5.8b se resaltan las partes móviles del dispositivo experimental para lograr la calibración, donde el sensor

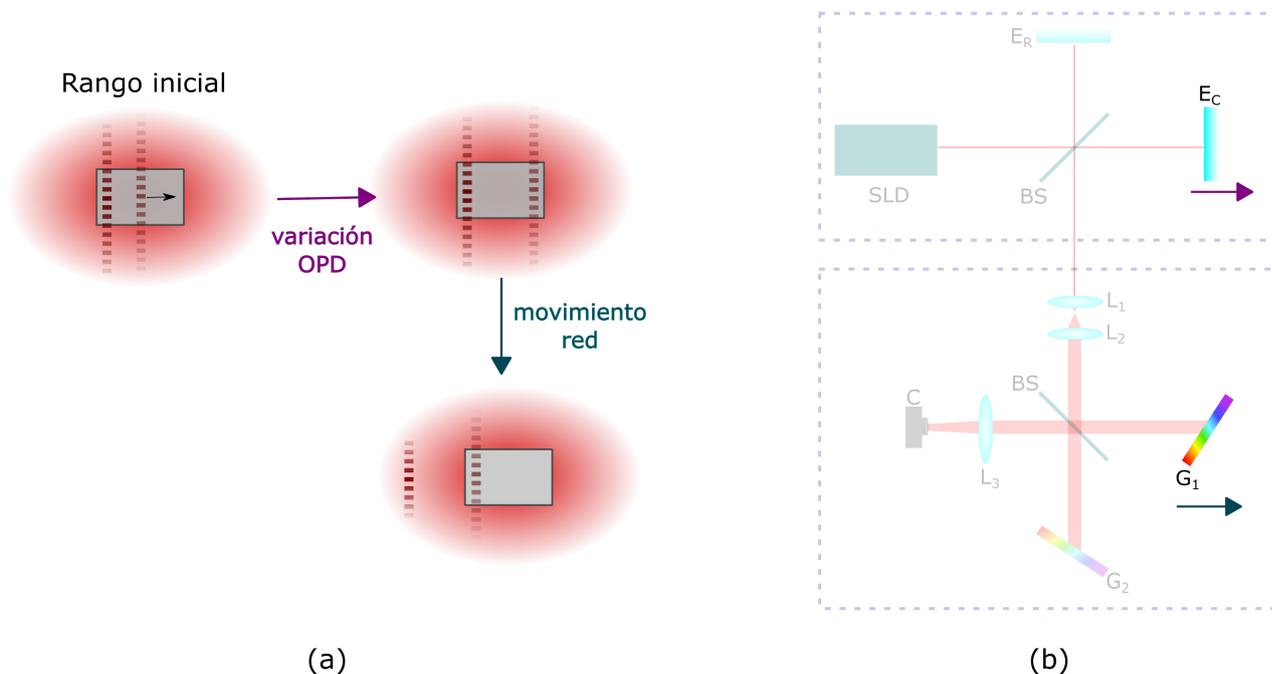


Figura 5.8: a) Calibración para la configuración con movimiento de red. El sensor se ubica fijo en una sección del spot de salida. El espejo de calibración (indicado en la parte superior de (b)) se desplaza para variar la OPD (paso 1) y luego se traslada una de las redes (parte inferior de (b)) para desplazar todas las franjas (paso 2).

se mantiene fijo. Al igual que en la configuración anterior, la última posición de la franja OPD del paso 1 sirve como referencia para solapar las mediciones entre movimientos de red. La curva de calibración para este método se muestra en la Figura 5.9a donde se obtuvo una pendiente $m = (160,7 \pm 0,1)$ píxel/mm. Este valor difiere del calculado con el método anterior dada la diferencia en la distancia entre la cámara y la lente L_3 utilizadas. Con esta configuración de operación se alcanzaron distancias cercanas a los 5 cm. Este valor, a nuestro entender, es el máximo rango alcanzado hasta el momento por sistemas FD-LCI iluminados con fuente de banda ancha, representando un incremento de dieciséis veces comparado a los sistemas convencionales que utilizan espectrómetros comerciales para la detección.

Al igual que en las otras configuraciones, la incerteza σ_x en la posición de la franja se asoció a la mitad del ancho de la misma. Sin embargo, cabe destacar que por cada movimiento de la red, existe una incerteza σ_x adicional dada por la ubicación inicial de la franja sobre el sensor. Por lo tanto la incerteza absoluta se incrementa en cada rango en el cual se mueve la red, pero se mantiene constante dentro del mismo.

Para evaluar el desempeño del sistema a lo largo de todo el rango, se calculó la sensibilidad

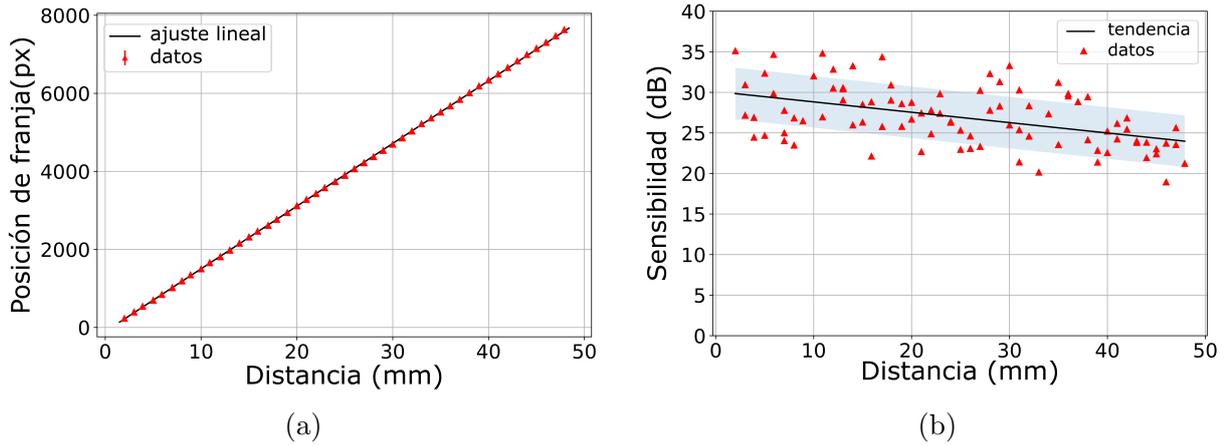


Figura 5.9: (a) Curva de calibración para la configuración con movimiento de red. El rango de medición alcanza distancias cercanas a los 5 cm. (b) Sensibilidad del sistema a lo largo del rango de medición junto a la línea de tendencia.

S del detector (Figura 5.9b) como

$$S = SNR_{dB} \left(\frac{A_{pp}^{franja}}{RMS_{fondo}} \right) \quad (5.2.1)$$

donde A_{pp}^{franja} representa la amplitud pico a pico de la franja y RMS_{fondo} el ruido cuadrático medio por fuera de la franja. La recta trazada sobre la Figura representa una tendencia de decaimiento de 30dB a 25dB. Las bandas sombreadas indican la desviación estándar respecto a la línea de tendencia. Este decaimiento de 5dB a lo largo de 50 mm presenta una gran ventaja sobre otros sistemas, por ejemplo los que utilizan bandas de Talbot, que reportan un decaimiento de la sensibilidad de al menos 1dB en 1.5 mm [56]. La variación que se observa a lo largo de todo el rango de medición y en los rangos parciales de movimiento de la red se deben a pequeñas desalineaciones de sistema. Esto puede perfeccionarse utilizando mejores sistemas de traslación y de alineación. Para el esquema experimental aquí estudiado el valor máximo de OPD estuvo limitado principalmente por las restricciones instrumentales para generar OPD mayores de manera controlada.

Esta configuración de operación del SHD permite incrementar notablemente el rango de medición de los sistemas FD-LCI. Si bien el modelo teórico presentado en el capítulo 3 no limita la diferencia de fase generada entre redes y por ende el corrimiento de la franja cero, como se vio en el capítulo 4 las limitaciones de esta configuración surgirán principalmente de la geometría del sistema y de los elementos que lo componen. Por ejemplo, como se estudió en la sección 4.2.4, si la red de difracción se aleja del divisor de haces lo suficiente se puede

producir una pérdida de la relación señal a fondo y de resolución del sistema.

5.3. Comentarios finales

En este capítulo se analizó experimentalmente la factibilidad del uso del detector espacial heterodino para señales de interferometría de baja coherencia. Este detector no solo presenta la ventaja de permitir visualizar las diferencias de camino óptico de la señal LCI como franjas directamente sobre la imagen generada a la salida, sino que permite extender el rango de medición respecto de los sistemas convencionales. Un dato importante a remarcar es el costo de este detector, ya que los elementos que lo componen no difieren en gran medida de los espectrómetros utilizados usualmente, por lo cual se mantiene el costo total que resulta atractivo para la aplicación de FD-LCI en ámbitos industriales, pero mejorando su rango de medición.

Capítulo 6

Procesamiento de las imágenes adquiridas

En este capítulo se analizan y comparan distintos algoritmos que pueden ser utilizados para el procesamiento de las imágenes obtenidas con el detector heterodino. Si bien las diferencias de camino óptico medidas con el interferómetro se muestran directamente como franjas en la imagen de salida del detector, para muchas aplicaciones se requiere automatizar la detección de sus posiciones. Por lo tanto es necesario desarrollar algoritmos que permitan procesar la imagen, ya sea para mejorar la visualización de las franjas o para facilitar la extracción de la información de interés, como puede ser la posición central de la franja, su ancho o su intensidad. Los métodos aquí estudiados se dividen en dos grandes clases según si el procesamiento de la imagen se realiza en el dominio real de la imagen o en el espacio transformado. Este último aprovecha la modulación interna que puede presentar cada franja pero requiere ajuste finos que deben realizarse manualmente sobre el plano transformado, lo cual resulta poco conveniente para una inspección rápida de los resultados. En el dominio real, en cambio, se presenta dos posibilidades que permiten filtrar la imagen basadas en un filtro adaptativo de desarrollo propio y en la utilización de correlaciones cruzadas. A lo largo del capítulo se discuten las ventajas que presenta cada método y se compara su desempeño, haciendo hincapié en la detección de señales de baja intensidad y la facilidad de uso.

6.1. Descripción del problema

En los sistemas convencionales de OCT en el dominio de Fourier, donde la señal de interferencia es adquirida mediante un espectrómetro, es necesario realizar un procesamiento de la señal para obtener las diferencias de camino óptico que la originaron. Usualmente se realiza la transformada de Fourier de la señal muestreada en el número de onda k , a partir de cuyo módulo se obtienen las distancias axiales z de interés. Sin embargo, antes de realizar la transformada de Fourier de la señal es necesario realizar un pre-procesamiento de la misma. En particular, el espectrómetro adquiere las señales en función de la longitud de onda por lo cual es necesario invertir la señal para obtener el espectro en función de k . Al hacer esto, el espectro no queda equiespaciado por lo cual se debe efectuar una interpolación para poder realizar la transformada de Fourier. A partir del valor absoluto de la misma, se detectan los máximos de interés que corresponden a superficies retrorreflectantes de la muestra. Este procedimiento se resume en la Figura 6.1.

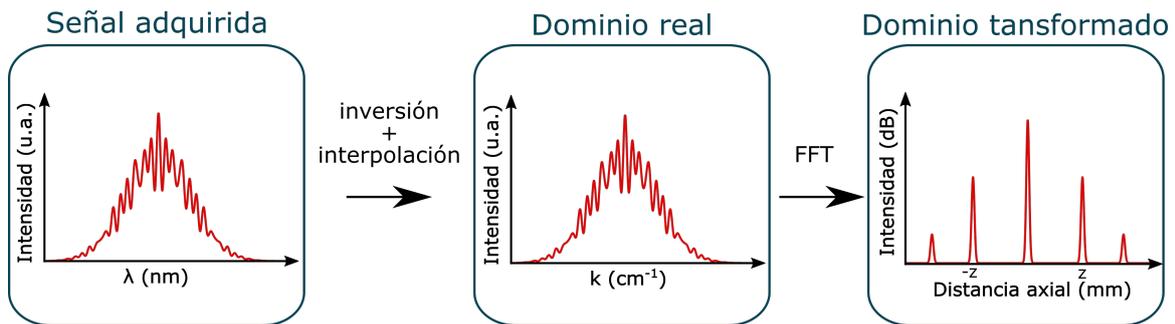


Figura 6.1: Esquema del procesamiento de la señal adquirida con espectrómetro en los sistemas convencionales de FD-LCI para hallar las distancias de interés.

En el caso del detector espacial heterodino (SHD), la señal a la salida representa la transformada coseno de la señal, brindando directamente las distancias de interés como franjas en la imagen (Figura 6.2a), sin necesidad de un mayor procesamiento. No obstante, a fines prácticos es útil condensar la información de la imagen en un perfil de intensidades donde cada OPD se vea representada por un máximo bien determinado y así poder hallar su posición para establecer la perfilometría y/o tomografía de la muestra tal como se hace en los sistemas convencionales (Figura 6.1).

Como primera medida se puede proponer sumar en módulo las filas de píxeles a lo largo del eje vertical de la imagen y obtener la señal unidimensional que se muestra en la Figura 6.2b. Sin embargo, se presentan dos problemas debido a las características de las franjas y

el fondo. En primer lugar, la modulación interna de las franjas en muchos casos no tiene una variación de amplitud suficiente para que sea fácilmente distinguible del fondo, como se aprecia en la Figura 6.2a. Por otro lado, la iluminación no uniforme de la imagen provoca una línea de base que puede variar con cada imagen (y con el movimiento de las redes o del sensor). El problema se reduce entonces a mejorar el procesamiento de las imágenes adquiridas para destacar las franjas de interés por sobre el fondo y poder hallar su posición central. En las siguientes secciones se desarrollan distintos métodos que permiten mapear la

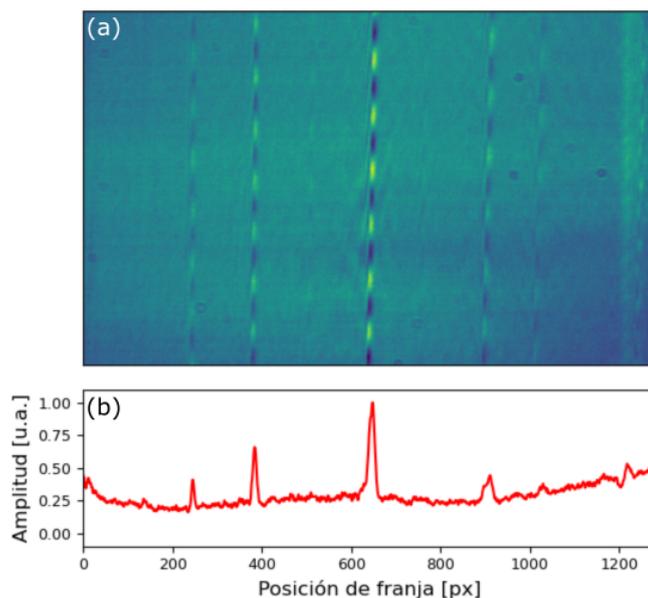


Figura 6.2: Ejemplo de imagen adquirida con SHD (a) y señal obtenida a partir de la suma de las filas en módulo (b).

información contenida en las imágenes a una señal unidimensional a partir de la cual hallar las distancias de interés, permitiendo automatizar la detección de las mismas. Se abordan dos enfoques principales, el primero utilizando la información de la modulación interna de cada franja, filtrando la imagen en el plano transformado y el segundo procesando la imagen en el dominio real.

6.2. Filtrado en dominio transformado: máscara de Fourier

Una de los métodos ampliamente utilizado para el procesamiento de imágenes se basa en filtrar la imagen en el dominio de la frecuencia. Este método consiste en modificar la trans-

formada de Fourier de la imagen y luego calcular la transformada inversa para reconstruir la imagen procesada. Este tipo de procesamientos es especialmente ventajoso y sencillo cuando la imagen a filtrar posee frecuencias espaciales bien definidas. El caso de las imágenes que se obtienen con el SHD resulta una clara aplicación ya que las franjas de interés que las conforman presentan una modulación de intensidad periódica a lo largo del eje vertical.

Para ilustrar este tipo de procesamiento se utilizará una señal típica de salida del SHD simulada computacionalmente a la cual se le adicionó ruido de tipo gaussiano (Figura 6.3a). Esta imagen presenta tres franjas, una central más intensa y dos más tenues correspondientes a la OPD de la señal interferométrica de entrada. El objetivo es destacar las zonas de la imagen donde se encuentren las franjas de interés para facilitar su detección. Al realizar la transformada 2D (Figura 6.3b) se obtienen dos zonas brillantes simétricas respecto del centro sobre el eje vertical, correspondientes a la frecuencia espacial de la modulación presente en las franjas. La extensión de estas zonas a lo largo del eje horizontal da cuenta del ancho finito de las franjas.

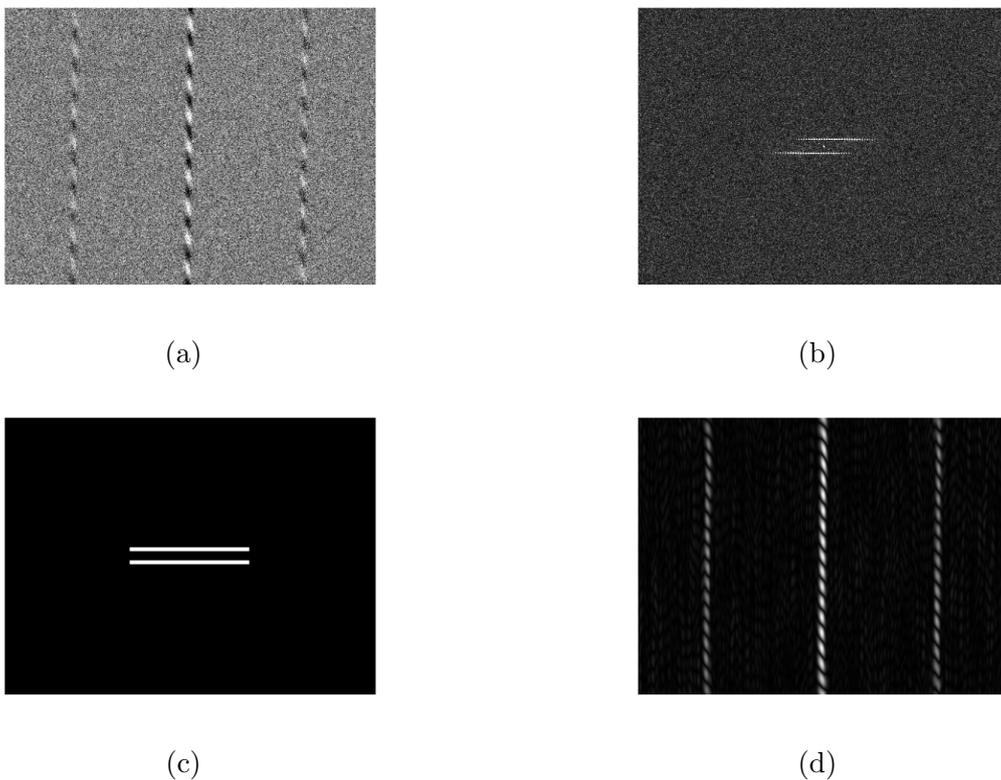


Figura 6.3: Ejemplo de filtrado en el dominio transformado. Imagen simulada computacionalmente de la salida del SHD (a) y su Transformada de Fourier (b). (c) Ejemplo de máscara para filtrar las frecuencias de interés. (d) Reconstrucción de la imagen luego de aplicada la máscara.

Una forma simple de filtrar la imagen es establecer una máscara binarizada sobre la mis-

ma, cuya función de transferencia sea nula en las frecuencias que se desee bloquear y 1 en las zonas de interés. Para conformar esta máscara se suele inspeccionar manualmente el resultado en el dominio transformado y delimitar las regiones con, por ejemplo, dos rectángulos como se muestra en la Figura 6.3c. Una vez aplicado el filtro se reconstruye la imagen realizando la transformada inversa (Figura 6.3d). El resultado muestra una clara disminución del ruido de fondo así como una notable mejora en la visualización de las franjas.

6.2.1. Aplicación sobre imágenes experimentales

Para mostrar el funcionamiento de este procesamiento sobre imágenes experimentales se analizará el filtrado realizado sobre una serie de mediciones contiguas utilizadas para calibrar el SHD. En las mismas, la franja cero se encuentra en el extremo izquierdo de la imagen y la franja correspondiente a una única OPD varía su posición a lo largo de la medición.

Para esta serie de imágenes fue útil realizar un preprocesamiento antes de aplicar la máscara en el dominio transformado, el cual consistía en restar las imágenes contiguas, es decir de dos valores de OPD sucesivos. De esta manera se busca eliminar el fondo que puede contener franjas o patrones permanentes debido a reflexiones espurias e incluso, la franja central que delimita el cero inicial. Así cada imagen resultante posee dos franjas correspondientes a cada OPD (una proveniente de cada imagen) (Figura 6.4a). Si bien este paso no es estrictamente necesario, es útil para realizar un primer filtrado de las imágenes.

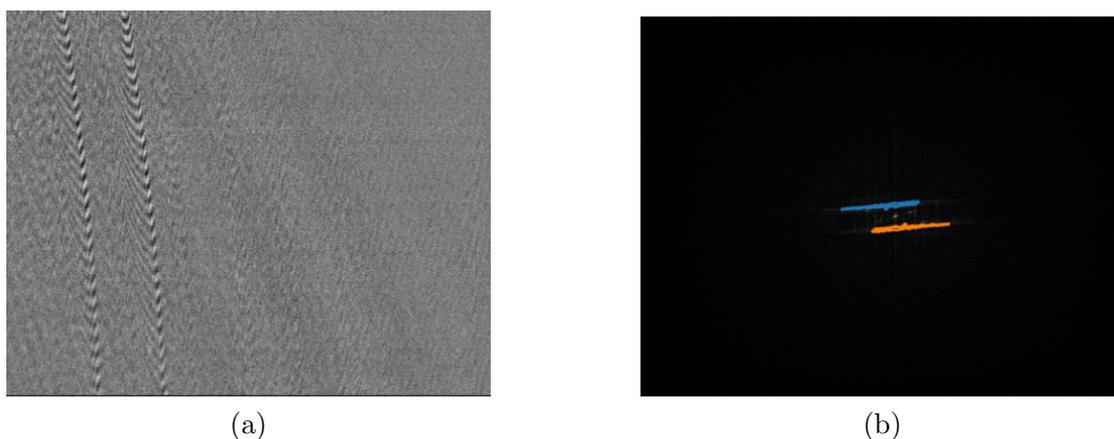


Figura 6.4: (a) Ejemplo de imagen obtenida al restar dos mediciones contiguas. (b) Transformada de Fourier de la imagen diferenciada. En color se marcan las zonas de mayor intensidad utilizadas para la máscara de filtrado.

En la Figura 6.4b se muestra la transformada de Fourier de la imagen resultante donde se observan dos zonas de mayor intensidad correspondientes a la frecuencia de la modulación

vertical como era lo esperado. Si bien las franjas se encuentran levemente inclinadas, esto no representa un problema ya que la máscara puede ajustarse según se requiera. Para delimitar las regiones de interés se estableció un umbral de discriminación que permite encontrar los contornos de las mismas, marcados con color en la imagen. El área fuera de estos contornos es eliminada y no aporta a la reconstrucción de la imagen. La complejidad de este procedimiento reside en la selección del umbral ya que los valores se ven modificados según la calidad de la imagen y el contraste de las franjas que se desean medir, lo cual obliga a iterar el proceso hasta encontrar el valor adecuado. Generalmente el umbral no puede mantenerse fijo si las condiciones de iluminación se ven modificadas, por ejemplo, al desplazar una de las redes del SHD.

La imagen reconstruida luego de aplicar la máscara se muestra en la Figura 6.5a, donde se observa un fondo más uniforme. Para facilitar la extracción de información de las franjas de interés, se aplicó un umbral de binarización a la imagen resultante el cual permitió hallar tanto la posición de las franjas como el ancho de las mismas (Figura 6.5b) y realizar las curvas de calibración descritas en el capítulo 5.

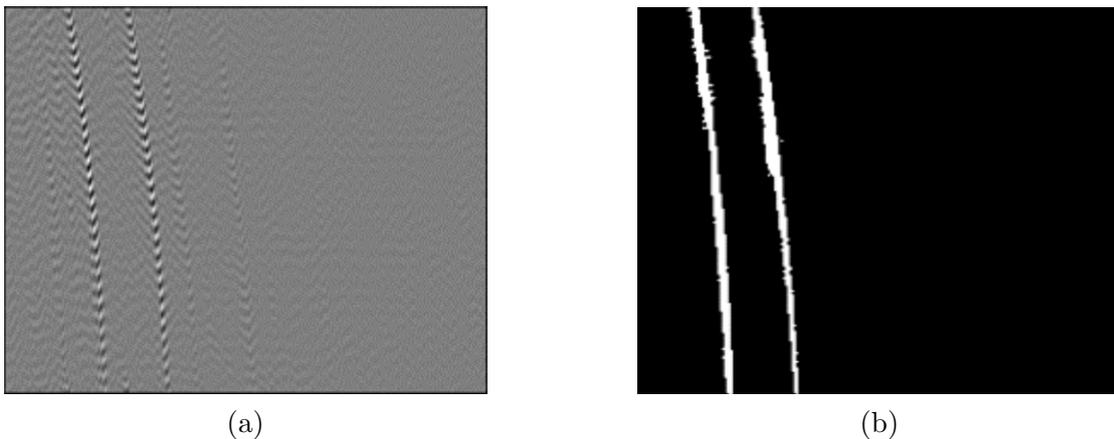


Figura 6.5: (a) Imagen reconstruida luego de aplicar el filtrado con máscara en el espacio transformado. (b) Imagen binarizada para resaltar la posición de las franjas.

El esquema de procesamiento completo se resumen en la Figura 6.6, donde se detallan los pasos del filtrado que se realizan tanto en el dominio real como en el transformado.

Una de las ventajas de este procedimiento es la posibilidad de destacar las franjas independientemente de la inclinación que presenten, como puede observarse en la Figura 6.5. Sin embargo, este método resulta complejo si se lo quiere utilizar para procesar las imágenes durante la adquisición o realizar la detección de franjas de manera automatizada, dada la necesidad de pasar al dominio transformado para filtrar la imagen. La principal dificultad

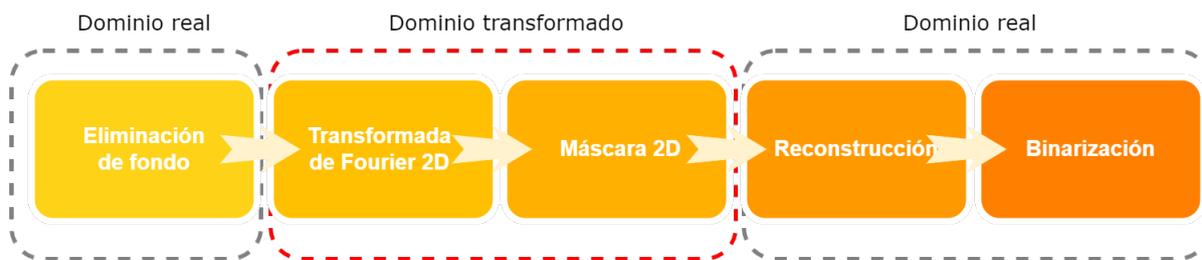


Figura 6.6: Procedimiento para realizar el filtrado de imágenes con máscara de Fourier.

reside en la necesidad de establecer los umbrales a partir de los cuales se arma la máscara a utilizar, los cuales se definen subjetivamente por el usuario y son variables ya que las imágenes no tienen una iluminación uniforme, propio del setup experimental utilizado, por lo cual cada una tiene un fondo particular que no es sencillo de filtrar. Por estos motivos, se buscó realizar un procesamiento de la imagen en el dominio real, que permita detectar las franjas pero también mejorar la visualización de las mismas en el sistema de adquisición.

6.3. Filtrado en dominio real

Como primer acercamiento para realizar el filtrado de las imágenes en el dominio real se estudió la aplicación de filtros ampliamente utilizados en el campo de procesamiento de imágenes como es por ejemplo, la ecualización de histogramas.

Como se estableció anteriormente, la idea es lograr una señal unidimensional, la cual denominamos P_{norm} , que reúna la información de toda la imagen, a partir de la cual pueda usarse algún algoritmo de detección de picos que permita identificar la posición de las franjas de interés. Este mapeo de la imagen a la señal P_{norm} se realizó restando el valor medio de la imagen a cada píxel y sumando las filas en módulo para que tanto la zona clara como la oscura de la modulación interna de la franja sumen a la intensidad. Una vez que se obtuvo la señal unidimensional, se le restó el valor medio y se normalizó al máximo para poder comparar el desempeño de los distintos métodos.

Para comparar los distintos métodos se trabajó con la imagen experimental que se muestra en la Figura 6.7a. La misma fue adquirida con el sistema SHD-LCI mostrado en el capítulo anterior, para una OPD fija del interferómetro de medición. La imagen presenta un conjunto de franjas definidas: una central correspondiente al cero de la transformada de Fourier, un par de franjas espejo correspondiente a la OPD del interferómetro de medición y dos pares de franjas fantasmas de menor intensidad. Si bien estos fantasmas son originados

por el filtro de la cámara utilizada (ver detalle en el capítulo siguiente) presentan las mismas características de las franjas de interés por lo cual permiten comparar el desempeño de los métodos cuando se trabaja con señales de baja intensidad. En la Figura 6.7 se muestra la

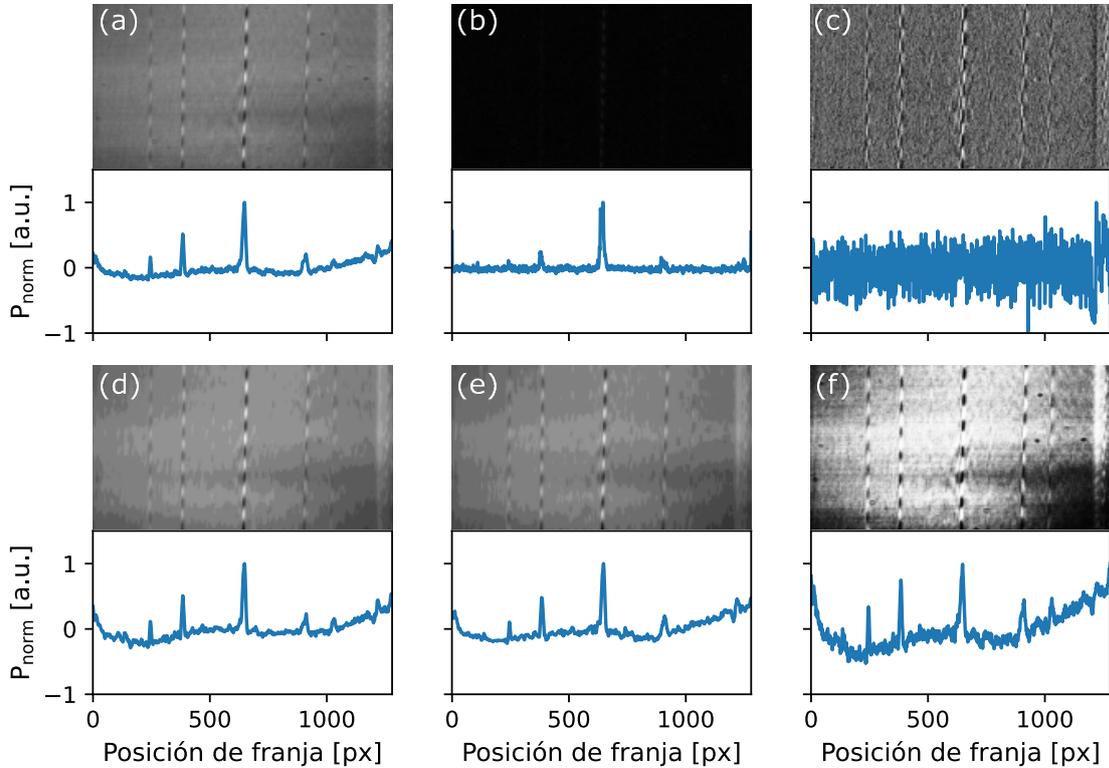


Figura 6.7: Comparación del desempeño de distintos filtros de imágenes junto a las señales P_{norm} obtenidas para cada uno. (a) Imagen original (b) Gradiente de la imagen. (c) Filtro Sobel (d) Filtro de mediana (e) Contraste global (f) Contraste local.

imagen original y las obtenidas al aplicar distintos filtros. En primer lugar para atenuar los efectos de la iluminación de fondo se buscó el gradiente de la imagen (ver Figura 6.7b) a partir de la suma cuadrática de los gradientes en cada dirección de la imagen $(\frac{\partial g}{\partial x}, \frac{\partial g}{\partial y})$, según

$$g_d = \frac{\partial g^2}{\partial x} + \frac{\partial g^2}{\partial y} \quad (6.3.1)$$

Con este método se logran resaltar los cambios en intensidad de las franjas y se obtiene una señal con fondo plano a partir de la cual hallar los picos fácilmente, por ejemplo, estableciendo un umbral en intensidad. Sin embargo no se observan todos los picos esperados y la imagen no resulta visiblemente mejorada. En la Figura 6.7c también se muestran las imágenes obtenidas al aplicar un filtro Sobel, usado comúnmente para hallar bordes de figuras, y en la Figura 6.7d un filtro de mediana. Las Figuras 6.7e y 6.7f muestran los resultados al trabajar sobre

los histogramas, aplicando métodos de ecualización global y localmente respectivamente. Se observa que en la mayoría de los casos, la señal P_{norm} mantiene la no uniformidad del fondo, lo cual dificulta la extracción de picos, ya que se necesita un mayor procesamiento de la señal.

A partir de estos resultados se observó la necesidad de implementar otros tipos de filtrado que permitan, además de destacar los picos correspondientes a las franjas, obtener un fondo plano que permita su extracción de manera sencilla. En particular se estudió la aplicación de filtros adaptativos y correlaciones de imágenes que se detallan a continuación.

6.3.1. Filtros adaptativos

Los filtros adaptativos son comúnmente utilizados en señales de una dimensión cuando las especificaciones de la señal de entrada no son conocidas. A partir de esta idea se buscó realizar un algoritmo adaptativo que permitiera procesar la imagen y mejorar la visualización de las franjas.

Existen varios tipos de filtros adaptativos, entre los más comunes se encuentran el algoritmo *least mean square* (LMS) y el *reduced mean squared* (RLS). En primera instancia se estudió la posibilidad de aplicarlos sobre la imagen, tratándola como una señal unidimensional (concatenando todos los píxeles). Sin embargo, los resultados no fueron beneficiosos por lo cual se decidió desarrollar un algoritmo adaptativo que utilice la información en dos dimensiones de la imagen. Si bien la convergencia de los algoritmos RLS es más rápida, se decidió utilizar como base el algoritmo LMS dada su baja complejidad computacional.

6.3.1.1. Algoritmo LMS matricial

En los filtros adaptativos los parámetros no son fijos sino que cambian continuamente para alcanzar el rendimiento requerido, utilizando información sólo del entorno dado por la señal de referencia $d(k)$ y la señal de entrada $x(k)$ [96]. La estructura básica de un filtro adaptativo de respuesta finita al impulso (FIR por sus siglas en inglés, *finite duration impulse response*) se muestra en la Figura 6.8.

La señal de salida $y(k)$ es una combinación lineal de los coeficientes del filtro w_i

$$y(k) = \sum_{i=0}^N w_i(k)x(k-i) \quad (6.3.2)$$

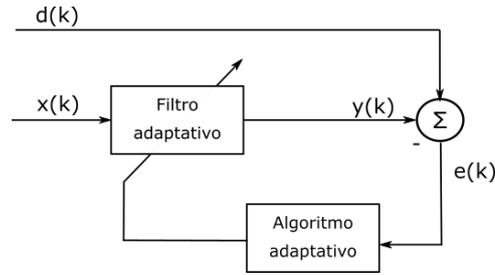


Figura 6.8: Esquema de un filtro adaptativo LMS simple. La señal de salida $y(k)$ es una combinación lineal de los coeficientes del filtro con la señal de entrada $x(k)$. Los coeficientes son adaptados para minimizar la señal de error $e(k)$, que es la diferencia entre la señal de salida y la señal de referencia $d(k)$.

donde N es el orden del filtro y k el número de muestra de la señal. Los coeficientes del filtro se adaptan para minimizar el error cuadrático medio de la señal de error $e(k)$:

$$e(k) = d(k) - y(k) \quad (6.3.3)$$

En el caso del LMS la ecuación de actualización de los coeficientes está dada por

$$\vec{w}(k+1) = \vec{w}(k) + 2\mu e(k) \vec{x}(k) \quad (6.3.4)$$

donde μ es el factor de convergencia. Aquí $\vec{w}(k+1)$ y $\vec{w}(k)$ representan los vectores de coeficientes nuevos y viejos respectivamente y $\vec{x}(k)$ el vector de la señal de entrada utilizado para calcular la salida $y(k)$. El factor de convergencia μ está acotado superiormente por la inversa de la potencia de la señal de entrada (P_i) mediante $\mu < \frac{2}{P_i}$ para garantizar la convergencia del algoritmo. Sin embargo, valores altos de μ provocan grandes desajustes en el filtro por lo cual, debería mantenerse en valores bajos [96].

Si se quieren aplicar estos conceptos para filtrar una imagen de tamaño $p \times q$ es necesario construir una señal unidimensional. Esto puede realizarse por ejemplo, realizando una vectorización de la matriz, concatenando cada columna o fila de manera tal de obtener un único vector columna o fila de tamaño $r = pq$. Sin embargo, al aplicar el filtro adaptativo a esta señal, se pierde la información en dos dimensiones, ya que solo se tiene en cuenta los píxeles vecinos en una dirección. Para superar esta limitación, se desarrolló un algoritmo LMS matricial (mLMS) el cual tiene en cuenta la información de todos los píxeles vecinos en un área rectangular. En este método, la imagen es dividida en M matrices de tamaño $n \times m$ que son concatenadas para formar un vector de matrices \mathbf{X} como muestra la Figura 6.9.

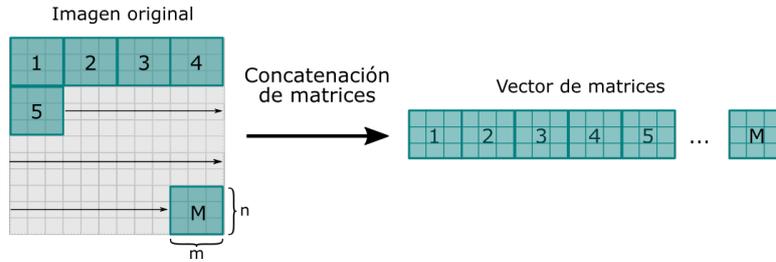


Figura 6.9: Ejemplo del pre procesamiento de la imagen antes de aplicar el filtro LMS matricial. La imagen es dividida en M matrices de $n \times m$ píxeles, las cuales son concatenadas para formar un vector de matrices. Luego de aplicar el filtro la imagen se reconstruye realizando el proceso inverso.

La señal de salida \mathbf{Y} es ahora el producto de cada coeficiente w_i con su correspondiente matriz del vector \mathbf{X}

$$\mathbf{Y}(k) = \sum_{i=0}^N w_i(k) \mathbf{X}(k - i) \quad (6.3.5)$$

y la señal de error \mathbf{E} es la diferencia entre la señal deseada \mathbf{D} y la señal de salida

$$\mathbf{E}(k) = \mathbf{D}(k) - \mathbf{Y}(k). \quad (6.3.6)$$

En este caso, tanto la señal de salida como la señal de referencia y la de error, ya no son escalares sino matrices. Por lo tanto la ecuación de actualización de los coeficientes del filtro (6.3.4) debe modificarse para que los mismos resulten escalares. Por esta razón, se define una función $G : \mathbb{R}^{n \times m} \rightarrow \mathbb{R}$ que se aplica sobre el producto elemento a elemento $\mathbf{E}(k) \odot \mathbf{X}(k)$, de manera tal que cada coeficiente es actualizado con un término escalar dependiente de las señales de entrada y error

$$w_i(k + 1) = w_i(k) + 2\mu G\{\mathbf{E}(k) \odot \mathbf{X}_i(k)\}. \quad (6.3.7)$$

Esta función G puede ser, por ejemplo, el valor medio del producto $\mathbf{E}(k) \odot \mathbf{X}(k)$. Luego de aplicado el filtro, la imagen es reconstruida a sus dimensiones originales. Cabe destacar que la imagen reconstruida tendrá una fila de matrices menos, ya que las primeras N deben ser descartadas ya que no son filtradas por el algoritmo.

6.3.1.2. Aplicación a imágenes de SHD-LCI

Para analizar el desempeño del algoritmo LMS matricial desarrollado, se estudiaron y compararon tanto la señal de salida como la señal error del sistema. Se aplicó el filtro en una imagen de 800x1280 píxeles utilizando una matriz fundamental M de 40 filas por 5 columnas.

Cabe destacar que el tamaño de filas (o columnas) de esta matriz debe ser un múltiplo de la cantidad total de filas (o columnas) de la imagen.

En primera instancia se estudiaron tres ecuaciones de actualización diferentes para los coeficientes del filtro, cambiando la función G para que tome el valor medio, el mínimo y el máximo del producto elemento a elemento $\mathbf{E}(k) \odot \mathbf{X}(k)$. En la Figura 6.10 se graficaron tanto la señal de salida del filtro (a, b, c) como las señales de error (d, e, f). Puede observarse que en estas últimas se elimina la modulación de fondo presente en la señal de salida, mejorando la detección de picos para todos los casos considerados. Tanto la señal de salida como la de error no presentan diferencias notables en la forma de los picos de interés, salvo por una ligera asimetría en el pico central presentes en las Figuras 6.10e y f. En consecuencia, la señal que representa mejor el procesamiento deseado de la imagen resulta de la Figura 6.10d, es decir considerando la señal error del mLMS y tomando como función G el valor medio del producto $\mathbf{E}(k) \odot \mathbf{X}(k)$.

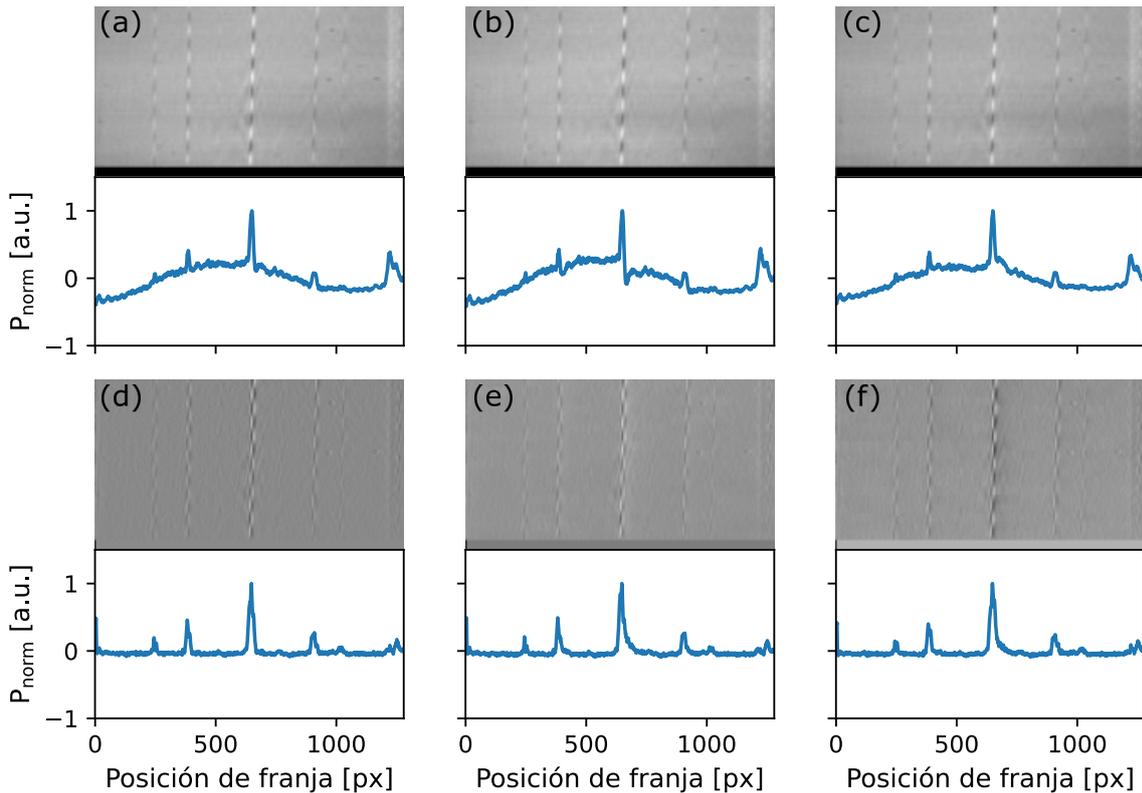


Figura 6.10: Señales de salida (a, b, c) y señales de error (d, e, f) de las imágenes filtradas con el filtro LMS matricial, utilizando la función G como el valor medio (a, d), máximo (b, e) y mínimo (c, f).

Una vez definida la señal a utilizar y la función G se comparó el desempeño para distintos

tipos de señal de referencia que se ilustran en la Figura 6.11. En el tipo I, la referencia es ensamblada replicando la primera fila de matrices de la imagen original a lo largo de toda la imagen. El tipo II se utiliza directamente la imagen original completa, mientras que para el tipo III, se agrega un retraso, es decir, las primeras j -matrices de la imagen se ubican al final del vector de matrices, como se detalla en la Figura 6.11a. En la Figura 6.11b se muestra las imágenes filtradas y las señales P_{norm} obtenidas para cada tipo de referencia, sobre la misma imagen de prueba. Para todos los casos, los picos de la OPD son claramente visibles y además pueden detectarse fácilmente los picos secundarios (marcados con flechas violeta en la imagen). La principal diferencia entre las señales de referencia utilizadas es la apariencia menos ruidosa de la señal P_{norm} en los casos que la imagen completa es utilizada como referencia (tipos II y III). Además, los picos de menor intensidad se encuentran mejor definidos con el tipo II, lo cual muestra una clara ventaja al usar este tipo de referencia ya que no es necesario ensamblar la señal deseada, simplificando el procedimiento. En general, el filtro LMS matricial presentado en esta sección, provee una buena herramienta para filtrar las imágenes, mejorar su visualización y obtener una señal más limpia a partir de la cual identificar los máximos de interés.

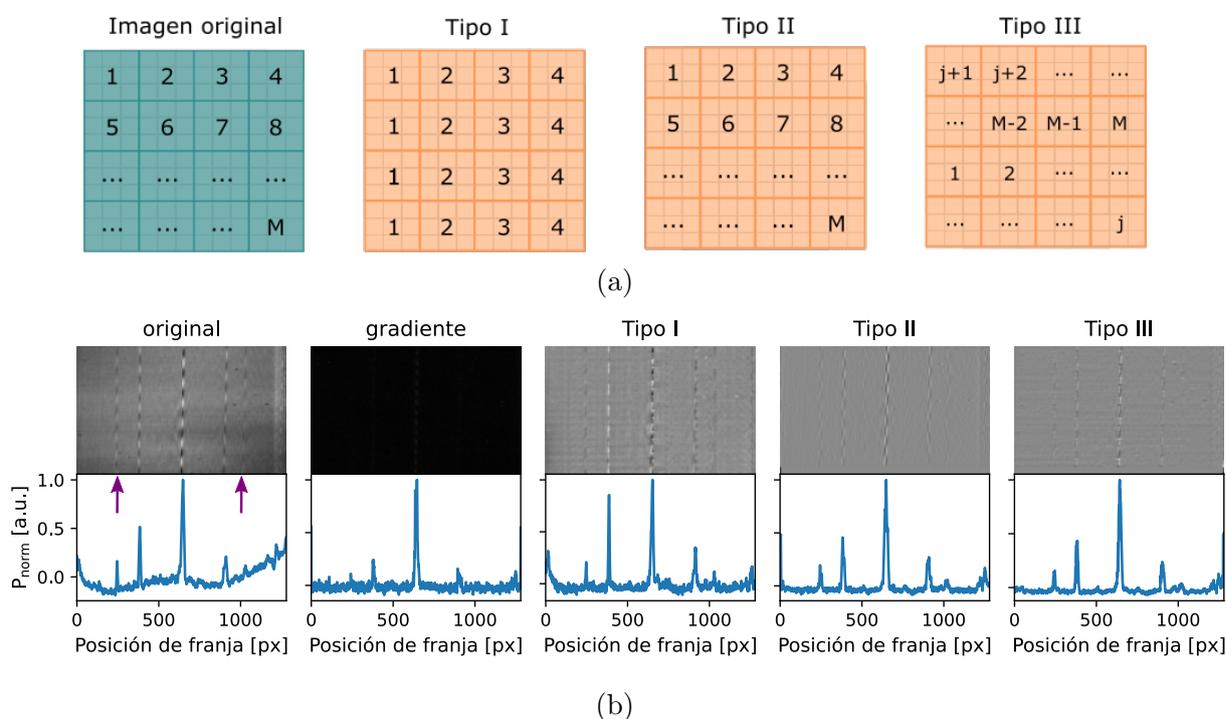


Figura 6.11: (a) Tres tipos de matrices de referencia estudiados para el filtro LMS matricial. El tipo I utilizado la primera fila de matrices replicada a lo largo de la imagen. Los tipos II y III usan la imagen original completa con y sin retraso respectivamente. (b) Comparación del desempeño para los diferentes tipo de referencia y las señales P_{norm} resultantes.

6.3.2. Correlación cruzada normalizada

En el dominio espacial el filtrado puede realizarse comparando patrones dentro de la imagen (*template matching*) utilizando correlación cruzada normalizada (NCC) [97]. La idea general de este método es buscar coincidencias de un patrón determinado dentro de la imagen y analizar su grado de similaridad. El uso de la correlación cruzada es un enfoque comúnmente utilizado para la detección de características en señales. El caso de comparación de patrones, se basa en medir la distancia entre la imagen f y el patrón, plantilla o template t :

$$d_{f,t}^2(u, v) = \sum_{x,y} |f(x, y) - t(x - u, y - v)|^2 \quad (6.3.8)$$

donde la suma se realiza sobre x, y bajo la ventana que contiene el patrón t posicionado en u, v .

Expandiendo (6.3.8) se obtienen tres términos:

$$d_{f,t}^2(u, v) = \sum_{x,y} |f^2(x, y) - 2f(x, y)t(x - u, y - v) + t^2(x - u, y - v)| \quad (6.3.9)$$

siendo $\sum t^2(x - u, y - v)$ constante. Si el término $\sum_{x,y} |f^2(x, y)|$ puede considerarse aproximadamente constante, el término de correlación cruzada da una medida de la similaridad entre la imagen y el template. Existen numerosas desventajas al usar este término para comparación de plantillas, por ejemplo, si se tienen imágenes con distintas condiciones de iluminación, ya que no es invariante al cambio en amplitudes. Para sobrepasar estas dificultades se normalizan tanto la imagen como el template a longitud unitaria, obteniendo un coeficiente de correlación

$$\gamma(u, v) = \frac{\sum_{x,y} |f(x, y) - \bar{f}_{u,v}| |t(x - u, y - v) - \bar{t}|}{\left\{ \sum_{x,y} |f(x, y) - \bar{f}_{u,v}|^2 \sum_{x,y} |t(x - u, y - v) - \bar{t}|^2 \right\}^{0,5}} \quad (6.3.10)$$

donde \bar{t} y $\bar{f}_{u,v}$ son los valores medios del template y la imagen $f(x, y)$ bajo el template, respectivamente. La correlación cruzada normalizada presenta la principal ventaja de ser menos sensible a las condiciones de iluminación [97] lo cual es ideal para el tipo de imágenes que se desea analizar.

Para estudiar el desempeño de este método, se utilizó el algoritmo NCC implementado en el módulo Scikit-Image en Python sobre la imagen de prueba. Como template se eligió una

zona rectangular de 100x10 píxeles de la imagen que contuviera una franja bien definida, como lo es la franja correspondiente a la OPD cero. El vector de entrada es completado con los valores de los extremos para lograr una imagen resultante del mismo tamaño que la original. En la Figura 6.12a se muestra la imagen de prueba original con la zona elegida para el template recuadrada en rojo y en 6.12b la imagen resultante luego de aplicar la NCC. Las señales P_{norm} correspondientes a ambas imágenes se muestran en las Figuras 6.12c y d respectivamente. En el caso de NCC se observan todos los picos de interés con amplitudes mucho mayores a las obtenidas con los otros métodos de procesamiento. Sin embargo la señal presenta una línea de base que dificulta la extracción de los picos. Para mejorar esto, se aplicó el gradiente a la imagen de NCC (Figura 6.12f) y se lo comparó con el gradiente de la imagen original (Figura 6.12e). Como se mostró anteriormente, el uso del gradiente permite destacar los cambios de intensidad y disminuir las variaciones del fondo. En este caso brinda una señal más suave, facilitando la determinación de un umbral para la detección de picos.

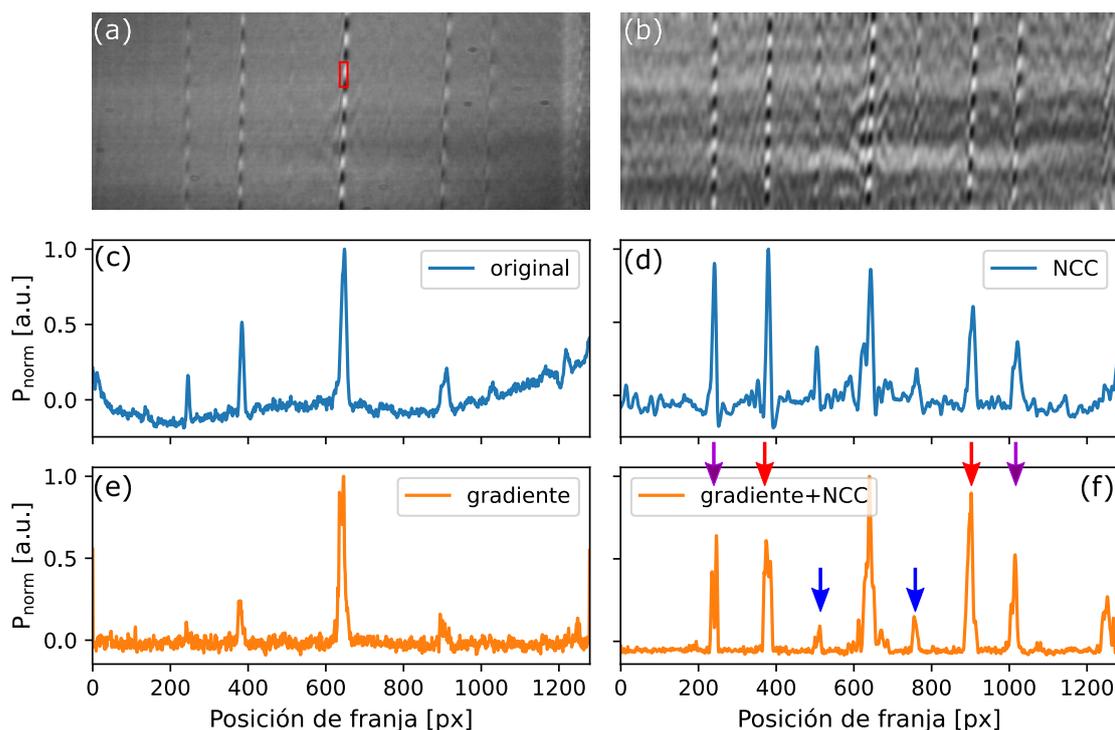


Figura 6.12: Imagen original (a) y filtrada con NCC (b) con sus correspondientes señales P_{norm} (c,d). (e) y (f) comparan el desempeño del gradiente al ser aplicado sobre la imagen original y luego de NCC. Las flechas rojas corresponden a la OPD de la señal de entrada. Tanto los picos rojos como los violetas aparecen en la señal P_{norm} de la imagen original. Las flechas azules los picos que no pueden ser detectados por los otros métodos.

La señal P_{norm} obtenida con el gradiente de la imagen NCC (Figura 6.12f) muestra tres

picos a la derecha de la franja central, cada uno con su término espejo en el lado izquierdo. Los picos marcados con flechas rojas corresponden a la OPD de la señal de entrada. Los picos marcados con púrpura y rojo aparecen también en la señal de la imagen original (Figura 6.12c), de su gradiente (Figura 6.12e) y del filtro mLMS mostrado en la sección 6.3.1 (Figura 6.10d). Los picos marcados con azul, correspondientes a las franjas con menor intensidad, no son visibles con ninguno de los métodos mostrados anteriormente. Esta es la característica más destacable de este método: permite detectar franjas de baja intensidad. Esto es de particular interés cuando se quiere utilizar el sistema SHD-LCI para medir muestra con gran poca reflectividad, ya que la luz retrodispersada es menos intensa y por ende, más difícil de detectar. Este método muestra también buenos resultados a la hora de eliminar la modulación del fondo, así que como manchas oscuras o claras que aparezcan en la imagen cuando se lo combina con el gradiente.

Para evaluar la influencia del template elegido, se estudiaron variaciones en su tamaño. En primera instancia, se analizó la longitud del mismo (cuántas filas abarca) de manera tal que cubra una parte brillante de la franja, un periodo de una parte brillante y una oscura, a múltiples periodos. En la Figura 6.13a se muestran las señales P_{norm} obtenidas

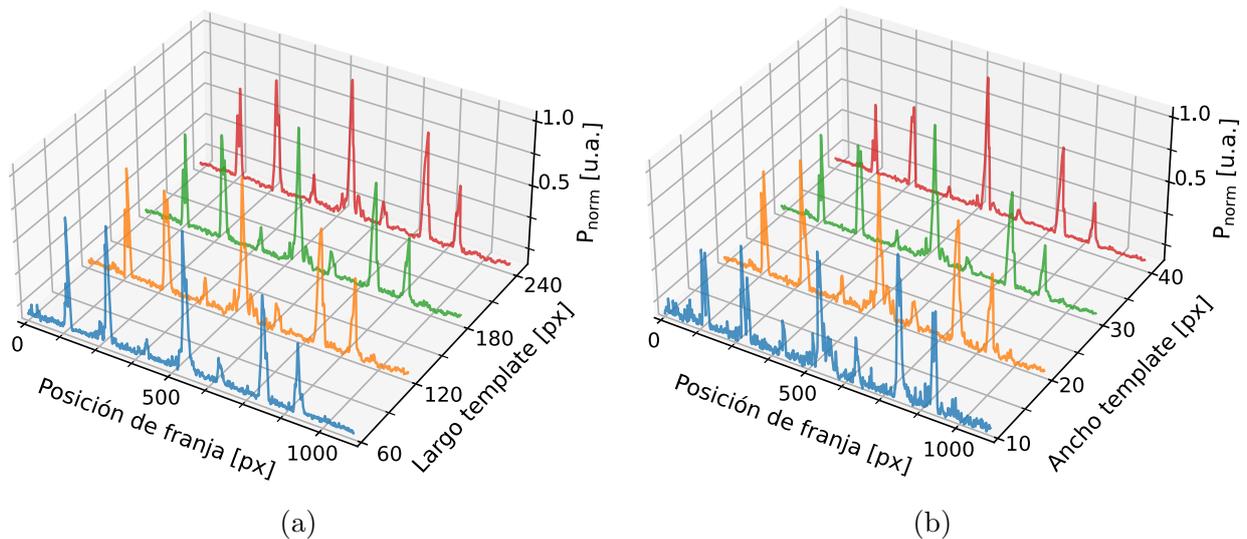


Figura 6.13: Señales P_{norm} al variar el largo (a) y el ancho (b) del template utilizado en NCC.

para las distintas longitudes consideradas, donde 60 filas corresponde a la longitud de una zona brillante y 120 a un período completo. Si bien todas las señales obtenidas muestran los mismos picos analizados anteriormente, si se utiliza una ventana de un período o más la señal resulta levemente menos ruidosa. Con respecto al ancho de la ventana, la Figura 6.13b muestra una leve variación entre las señales donde las amplitudes de los picos decrecen a

medida que se aumenta el ancho. Este comportamiento es coincidente con lo que sucede en la mayoría de los filtros, cuando se incrementa la ventana de filtrado utilizada.

El método NCC estudiado en esta sección muestra un desempeño superior respecto de los descritos anteriormente, dado que se logran distinguir más picos. Sin embargo, este método enmascara la información en intensidad de cada uno, como por ejemplo en el caso de los dos picos predominantes a la izquierda de la Figura 6.12f que aparentan ser de igual intensidad pero no se corresponde con lo observado en la imagen sino que reflejan el parecido de esas franjas con el template elegido. Debido a esto, se necesita un análisis más exhaustivo de la imagen si se quiere identificar la procedencia de los picos de interés. En este sentido, el mLMS provee una mejor solución para identificar los picos y su fuente de origen.

6.3.3. Comparación entre métodos

A partir de los tres métodos descritos en el dominio real se realizó una comparación de su desempeño estudiando las señales P_{norm} obtenidas para cada caso. Se analizaron los tres métodos básicos (gradiente, mLMS y NCC) así como la combinación de mLMS y NCC con el gradiente. De los estudios realizados en las secciones anteriores, se eligió utilizar un template de 120x20 para el filtro NCC. Para el filtro mLMS se utilizó un template de 40x5, $\mu=0.0001$ con referencia de tipo II y tomar la función G como el valor medio. Se trabajó sobre la misma imagen de las secciones anteriores que además de las franjas de OPD presenta dos pares de franjas fantasmas de distintas intensidades, lo cual permite comparar el desempeño de los métodos cuando se trabaja con señales de baja intensidad. Las señales P_{norm} obtenidas para cada caso se muestran en la Figura 6.14.

En primera instancia se comparó la habilidad de cada método de hallar los picos y la amplitud de los mismos en la señal P_{norm} . Los picos fueron hallados a partir de un algoritmo de detección de picos (en este caso el incorporado en el paquete SciPy de Python) con la misma configuración para todos los casos para la comparación. La Tabla 6.1 muestra la prominencia de cada pico de interés detectado en las señales P_{norm} para cada método, normalizado por la prominencia de la franja central. El método del gradiente, si bien permite separar las franjas del fondo, solo es capaz de detectar los picos correspondientes a la OPD (p_{-2} y p_2) y un pico de la franja fantasma con una amplitud muy baja. El filtro mLMS muestra una mejora ya que se detectan los mismos picos que en la imagen original pero con una amplitud incrementada. El algoritmo NCC muestra un desempeño superior respecto a

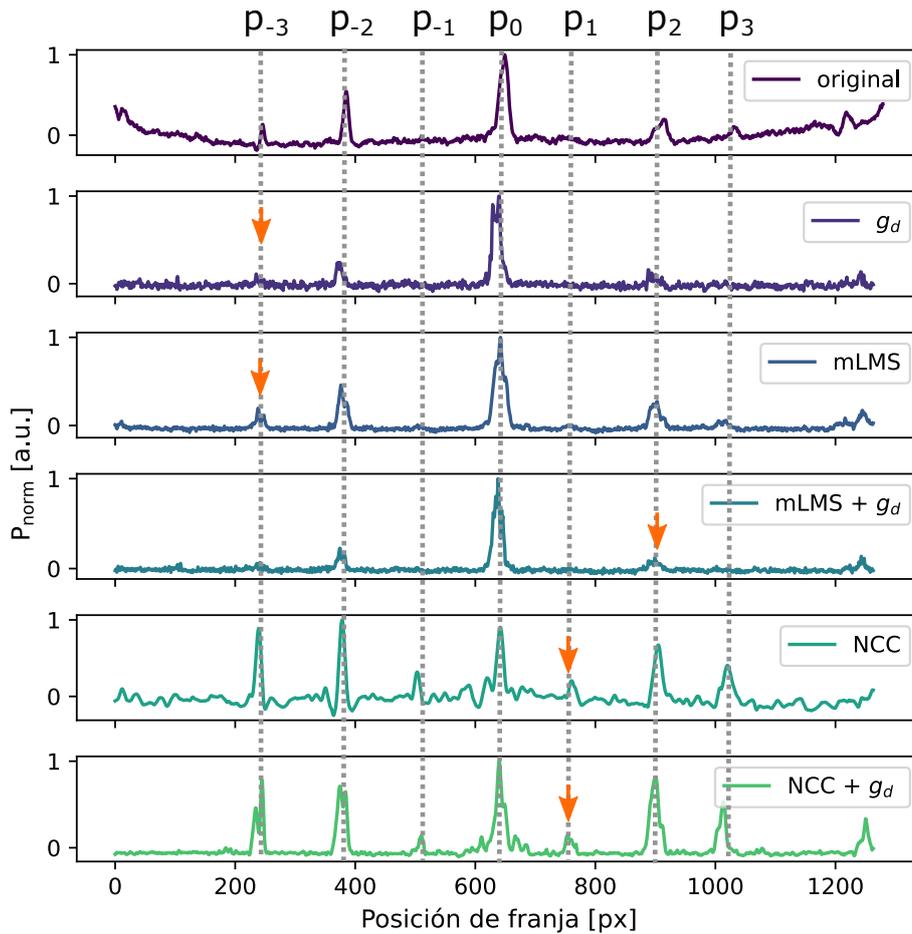


Figura 6.14: Señales P_{norm} obtenidas luego de aplicar los distintos métodos. Las flechas señalan los picos con menor amplitud en cada caso.

los otros métodos dado que todas las franjas presentes son detectadas y resultan en picos de mayor amplitud en las señales. La combinación de NCC con el gradiente (NCC+gd) los picos presentan una amplitud similar pero permite obtener una señal más suave y librarse del fondo. Por el contrario, si se aplica el gradiente luego del filtro mLMS (mLMS+gd) no se obtiene una mejoría del procedimiento.

En el caso de NCC, si bien todos los picos de interés son detectados, también aparecen picos espurios. Lo opuesto ocurre en el mLMS donde se halla menor cantidad de picos que la esperada. Para ambos casos, el algoritmo de detección de picos debería ser modificado para obtener sólo los picos de interés. Por ejemplo, se necesitarían definir parámetros extra como la mínima distancia entre picos o una altura o ancho mínimo de los mismos, agregando complejidad al procedimiento. Esto muestra la ventaja de utilizar el método NCC+gd, que produce una señal limpia la cual permite utilizar un algoritmo de detección de picos sencillo (con menos parámetros a definir) pero además mejora la visualización de las imágenes.

Método	p_{-3}	p_{-2}	p_{-1}	p_0	p_1	p_2	p_3
original	0.26	0.62	-	1	-	0.28	-
gradiente	0.17	0.29	-	1	-	0.22	-
mLMS	0.24	0.50	-	1	-	0.31	-
mLMS+gradiente	-	0.26	-	1	-	0.17	-
NCC	0.94	1.09	0.42	1	0.23	0.74	0.50
NCC+gradiente	0.79	0.72	0.21	1	0.21	0.83	0.57

Tabla 6.1: Prominencia de los picos hallados para cada método, normalizada por la prominencia del pico central.

Por otro lado, se compararon los métodos teniendo en cuenta distintos parámetros de interés para obtener una visión global del desempeño de los mismos. En primer lugar se analizó el tiempo de procesamiento sobre la misma imagen al ejecutarse en una computadora de escritorio AMD A6-7400K Radeon R5 CPU a 3.5 GHz y 8 GB de RAM. El tiempo se calculó como el valor medio de cinco ejecuciones de cien procesos cada una.

El límite de detección (LD) de cada método se definió a partir de la relación entre los picos detectados en las señales P_{norm} y el contraste de las franjas correspondientes en la imagen. Para ello se calculó la relación señal a ruido en decibeles de la razón entre la amplitud pico a pico de cada franja detectada (A_{pp}^{franja}) y el ruido RMS (*root mean squared*) fuera de la misma (RMS^{fondo}) sobre la imagen original. Entre todos los valores hallados para cada método, se tomó el mínimo como parámetro limitante. Cabe destacar que no siempre un bajo contraste en la imagen representa una baja amplitud en las señales.

$$LD = \min \left\{ SNR_{dB} \left(\frac{A_{pp}^{franja}}{RMS^{fondo}} \right) \right\} \quad (6.3.11)$$

Otro factor utilizado para comparar los métodos fue la cantidad de parámetros libres que deben ser definidos por el usuario. Esto da una idea de cuán versátiles pero variables son los mismos. Por ejemplo, para el filtro mLMS se debe elegir el tamaño de la matriz fundamental, el factor de convergencia μ y el número de coeficientes. En cambio, para el gradiente no es necesario introducir ningún parámetro, lo cual representa una ventaja en cuanto a la facilidad de uso.

Por último se comparó la relación señal a ruido de un mismo pico en la señal P_{norm} ,

calculando la relación

$$SNR_p = \frac{RMS_{pico}}{RMS_{ruido}} \quad (6.3.12)$$

Este parámetro se calculó sobre el pico p_2 ya que es identificado por todos los métodos de procesamiento y permite mostrar cuán distinguible es el mismo por sobre el fondo en cada caso.

Método	Tiempo medio de ejecución (ms)	Límite de detección (dB)	Parámetros de entrada	SNR_{p_2}
Gradient	78 ± 10	-5.4	0	2.7
mLMS	450 ± 16	-5.4	4	9.6
mLMS + gradient	508 ± 14	-3.2	4	3.3
NCC	439 ± 16	-8.7	3	8.1
NCC + gradient	504 ± 22	-8.3	3	39.4

Tabla 6.2: Comparación del desempeño entre métodos. El límite de detección fue hallado a partir de la menor franja detectada en cada caso.

Como se observa en la tabla 6.2 calcular el gradiente de la imagen resulta el método más rápido y sencillo para la detección. Sin embargo su desempeño resulta poco efectivo dado su límite de detección elevado, lo cual resulta en una menor cantidad de picos detectados. El algoritmo mLMS desarrollado presenta la ventaja sobre el gradiente ya que permite detectar los máximos pero con una relación señal a ruido notablemente mejor, lo cual facilita su extracción y mejora visiblemente la imagen. Esto resulta una herramienta útil para mejorar la visualización de las franjas en la interfaz de usuario. Los métodos que utilizan NCC se destacan por encima de los otros dado sus límites de detección más bajos, lo cual permite identificar una mayor cantidad de franjas. La combinación de NCC con el gradiente resulta en conjunto el método con mejor rendimiento, ya que presenta una SNR cinco veces mayor al NCC sin incrementar considerablemente el tiempo de ejecución ni el límite de detección. Sin embargo, es necesario recordar que este método enmascara la información en intensidad de las franjas, por lo cual el mLMS puede resultar de mayor utilidad para ciertas aplicaciones.

Los métodos para mejorar el procesamiento en el dominio real hasta aquí analizados proveen herramientas útiles tanto para post procesar las imágenes adquiridas experimentalmente como para procesarlas durante la adquisición ya que presentan tiempos de ejecución relativamente bajos. Además, los parámetros de entrada del mLMS y NCC necesitan ser

configurados sólo al inicio del procesamiento, ya que dependen del tipo de franja que se quiere adquirir y no de la iluminación de fondo.

Capítulo 7

Aplicación del detector en topografías y tomografías

Uno de los principales objetivos de extender el rango de medición de los sistemas convencionales SD-LCI es poder utilizarlo en aplicaciones industriales para lo cual también es necesario diseñar sistemas robustos con pocas piezas móviles y de bajo costo.

En este capítulo se aborda el diseño de un modelo de detector SHD compacto, sin partes móviles que permite extender el rango de medición al menos seis veces. Se analiza la factibilidad del uso del mismo estudiando la adquisición de topografías y tomografías sobre distintas muestras. A fin de comparar el desempeño del SHD con los sistemas convencionales, se montó un dispositivo experimental que permitió detectar la señal LCI generada en el interferómetro de medición simultáneamente con un espectrómetro y con el SHD.

7.1. Esquema experimental sin partes móviles

Con el objetivo de probar experimentalmente el detector para la medición de topografías y tomografías, se montó la configuración sin partes móviles que permita medir un rango mayor al de los sistemas convencionales de FD-LCI que utilizan espectrómetros para la detección.

El esquema utilizado se muestra en la Figura 7.1. Para el interferómetro de medición se utilizó un sistema en fibra óptica el cual permite generar un sistema más compacto. La fuente de luz (SLD) consiste en un diodo superluminiscente acoplado a fibra (SLD-351, Superlum) la cual se conectó a un divisor de fibra 2x2 con relación 50:50 (TW850R5A2). En

ambas salidas se conectaron colimadores iguales CFC-2x-B que generan haces de 0.38 mm de diámetro que iluminan el espejo de referencia R y la muestra bajo estudio S . Las reflexiones de ambas ramas son colectadas y divididas mediante un acoplador 90:10 (TW850R2A2, Thorlabs), enviando la mayor hacia el SHD y la menor hacia un espectrómetro comercial HR4000 (Ocean Optics). Esta división permite comparar el desempeño de ambos detectores ante la misma señal LCI de entrada.

El SHD se dispuso en la configuración mostrada en el capítulo 5, con dos redes de 1200 l/mm rotadas un ángulo de Littrow $\theta_L \approx 30^\circ$. A la entrada se utilizó un colimador TC18APC-780 cuyo haz de salida se expandió mediante un par de lentes de 4.55 mm y 35 mm de distancia focal, formando un expansor de 7.76X, obteniendo un diámetro estimado de 2.2 cm. Para reducir el haz de salida del SHD se ubicaron dos lentes acromáticas de 20 cm y 4 cm permitiendo optimizar el área utilizada de la cámara. Dado que la entrada al detector se realiza por fibra óptica, este esquema brinda la posibilidad de analizar señales LCI con sólo conectar una fibra al sistema, independientemente del interferómetro utilizado.

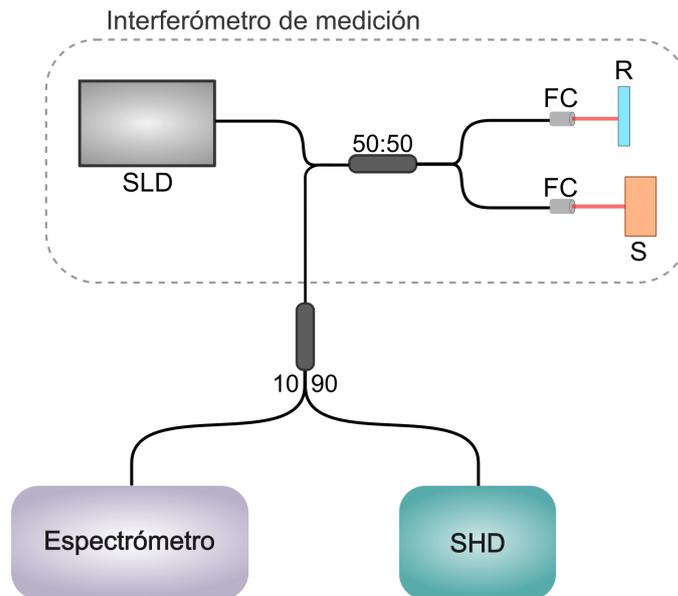


Figura 7.1: Esquema experimental para adquisición conjunta de señales interferométricas con espectrómetro y SHD. La luz de la fuente es dividida en partes iguales hacia dos ramas de un interferómetro, en una de las cuales se dispone un espejo de referencia R y en la otra la muestra S a medir. La señal de retorno es enviada en proporciones 90:10 hacia el SHD y el espectrómetro.

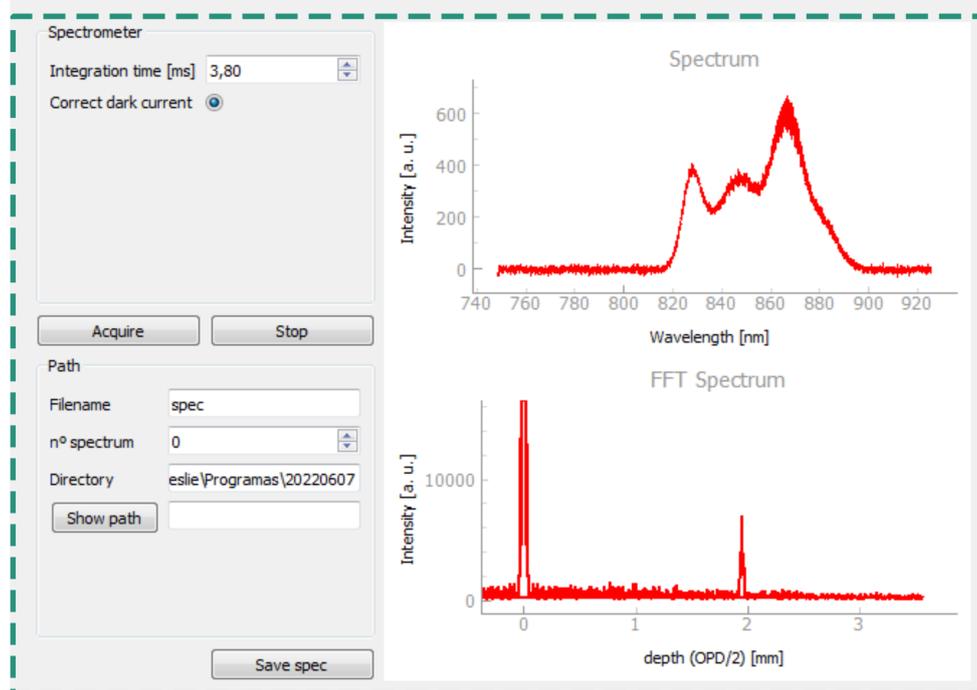
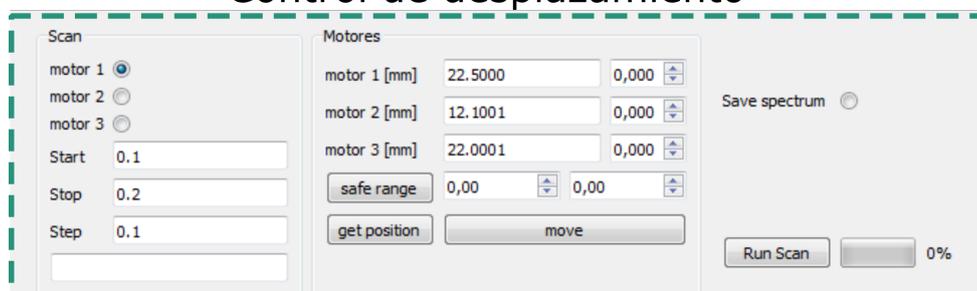
7.1.1. Programa de adquisición

Para facilitar las mediciones se desarrolló una interfaz de adquisición que muestra tanto la señal proveniente del espectrómetro como la imagen adquirida del detector heterodino.

Para facilitar su visualización se muestra en dos partes en las Figuras 7.2 y 7.3.

La interfaz consta de tres módulos principales: uno correspondiente al controlador de desplazamiento y dos correspondientes a los detectores (espectrómetro y SHD). Cada módulo es independiente por lo cual se pueden utilizar de forma separada si así se desea. El módulo de control de movimiento permite desplazar los motores de forma manual así como realizar barridos y adquirir simultáneamente la imagen de la cámara del SHD y el espectro de la señal. En el módulo del espectrómetro se puede establecer el tiempo de integración y la eliminación de la corriente de oscuridad para la adquisición del espectro. Para analizar las señales se muestra además del espectro adquirido, el módulo de la transformada de Fourier del mismo, la cual permite observar la aparición de los picos de interés. Finalmente en el

Control de desplazamiento



Control de espectrómetro

Figura 7.2: Primera parte de la interfaz de adquisición desarrollada. Arriba se encuentra el módulo que permite controlar los motores de las plataformas de desplazamiento y realizar barridos. Debajo se muestra el módulo de control del espectrómetro que permite ver en pantalla el espectro adquirido y su transformada de Fourier para ver los máximos de interés de la señal.

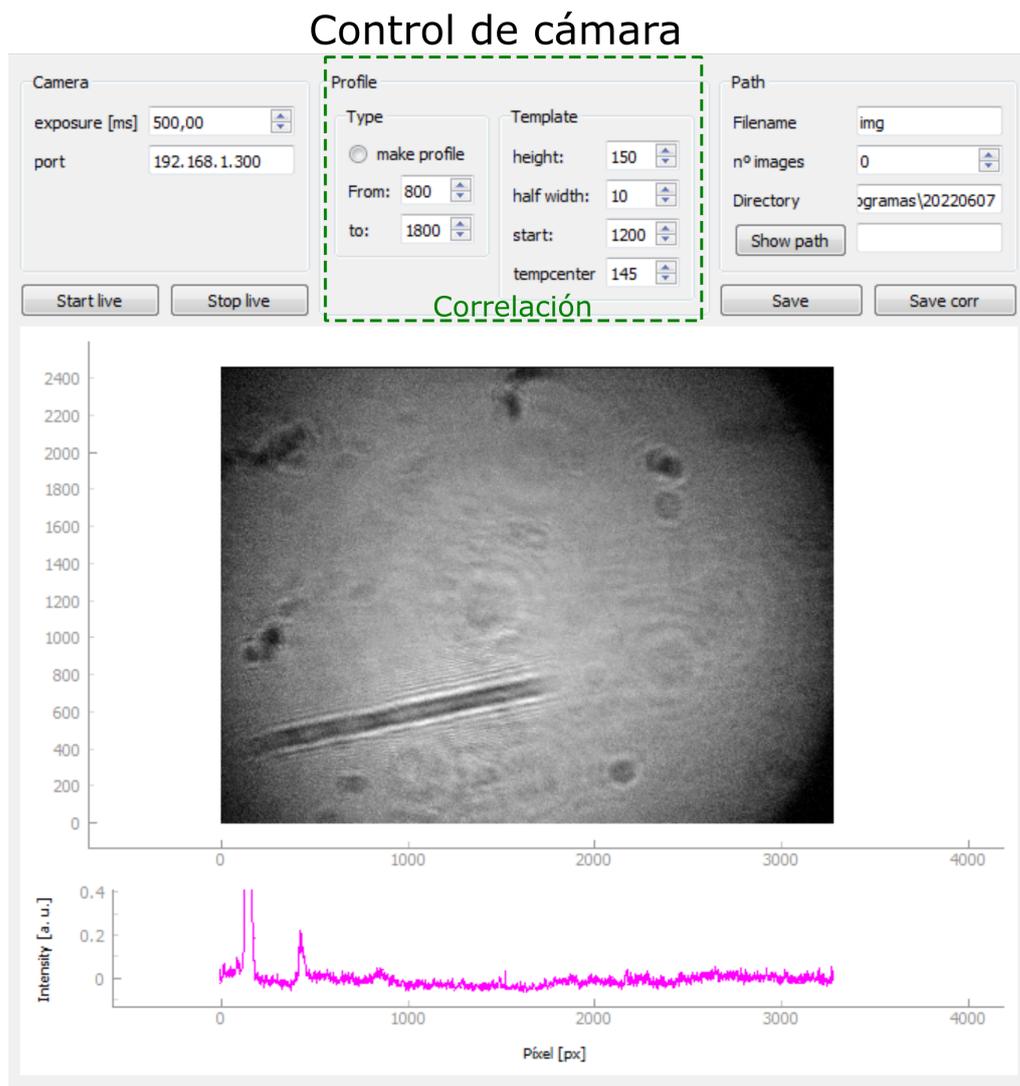


Figura 7.3: Segunda parte de la interfaz de adquisición que permite controlar la cámara del SHD y mostrar la imagen adquirida. En la zona recuadrada se configuran los parámetros para la correlación, cuyo perfil se grafica debajo de la imagen.

módulo de la cámara se puede configurar el tiempo de exposición de la misma y ver la imagen adquirida. Además es posible realizar el procesamiento de la imagen mediante el método NCC+gd estudiado en el Capítulo 6 y analizar la señal obtenida. Para esto se configura en el recuadro indicado los parámetros de entrada necesarios para el método (posición y tamaño del template) y eligiendo las filas de la imagen que se desea procesar. Es preciso recordar que el hecho de procesar la imagen agrega un tiempo adicional (400ms) por lo cual la imagen se actualizará con mayor lentitud. Es útil notar que si se utiliza una configuración estática del SHD, este módulo es el único necesario para visualizar y adquirir las señales.

7.1.2. Ejemplo de señales adquiridas

En la Figura 7.4a se muestra un ejemplo de un señal LCI adquirida por el espectrómetro con este dispositivo experimental y el perfil de distancias obtenido al realizar la transformada de Fourier de la misma (Figura 7.4b). Se identifican con claridad los picos correspondientes a la OPD del interferómetro de medición. Es útil recordar que para el tipo de interferómetro utilizado la OPD es equivalente al doble de la distancia que recorre la luz en un eje, ya que vuelve sobre sí misma. Por simplicidad los gráficos se realizarán de aquí en adelante en función de la distancia axial z , es decir la profundidad de una muestra (en el caso de una tomografía) o su elevación (en el caso de una perfilometría), tomando $z = \frac{OPD}{2}$.

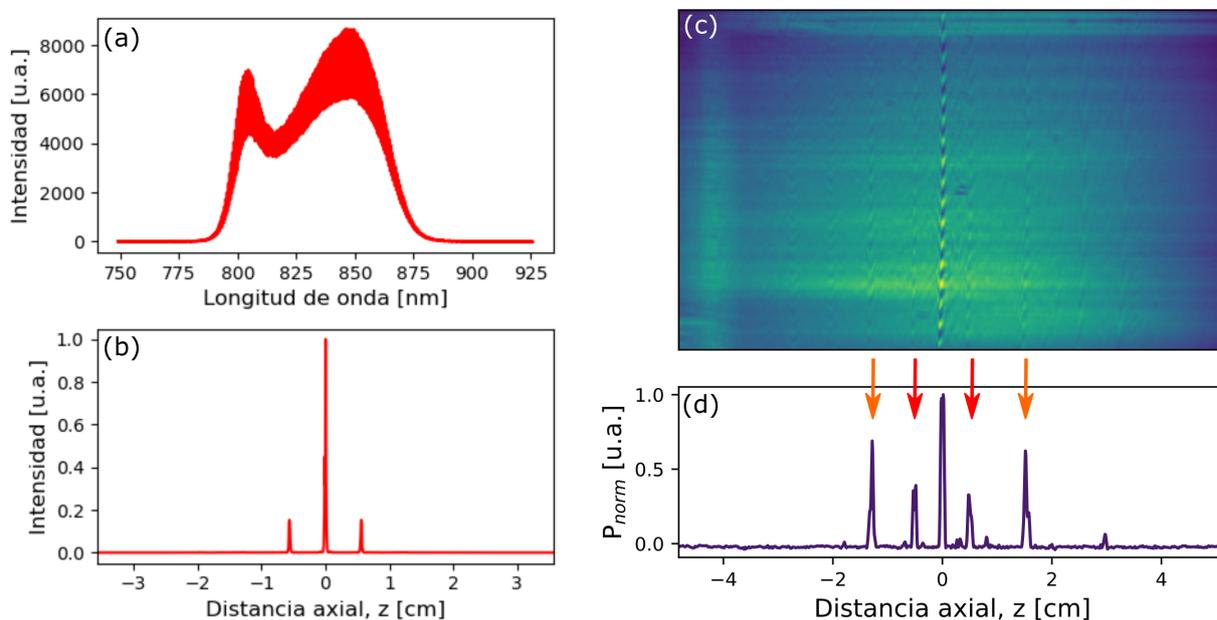


Figura 7.4: Señal LCI adquirida mediante el espectrómetro (a) y su transformada de Fourier (b). Se observan dos picos en espejo, correspondientes a la OPD del interferómetro. (c) Imagen adquirida con el SHD de la misma señal LCI y la señal P_{norm} calculada mediante el método NCC (d). Se observan las franjas correspondientes a la OPD (flechas rojas) y franjas fantasma (flechas naranjas).

En la Figura 7.4c se muestra la misma señal LCI adquirida con el detector heterodino y su mapeo a la señal unidimensional (P_{norm}) utilizando el método NCC+gd (Figura 7.4d). A ambos lados de la franja central se observan los picos correspondientes a la OPD, indicados con flechas rojas sobre la figura. Sin embargo, también se observan franjas fantasmas que al realizar la correlación representan picos espurios en la señal.

Para estudiar el origen de las franjas fantasmas se realizó un barrido de la OPD del interferómetro moviendo el espejo de calibración de manera controlada, obteniendo las imágenes

que se muestran en la Figura 7.5. En el caso del SHD (Figura 7.5a) cada columna representa la intensidad de la señal P_{norm} hallada para cada distancia recorrida por el espejo de calibración. En el caso del espectrómetro (Figura 7.5b), cada columna representa la intensidad del módulo de la transformada de Fourier (normalizada al máximo) de la señal adquirida para cada posición del espejo. De esta manera, cada pico se observa como un punto brillante en la imagen. En ambas imágenes puede observarse la diagonal que marca la variación de OPD, indicada con una flecha roja en la imagen del SHD (Figura 7.5a). En esta imagen se observan, además de la franja central, dos franjas simétricas respecto al cero cuya posición se mantiene constante a lo largo de todo el escaneo, correspondientes a las franjas fantasma. Esto permitió concluir que estas franjas se producen entonces dentro del SHD y son independientes del interferómetro de medición.

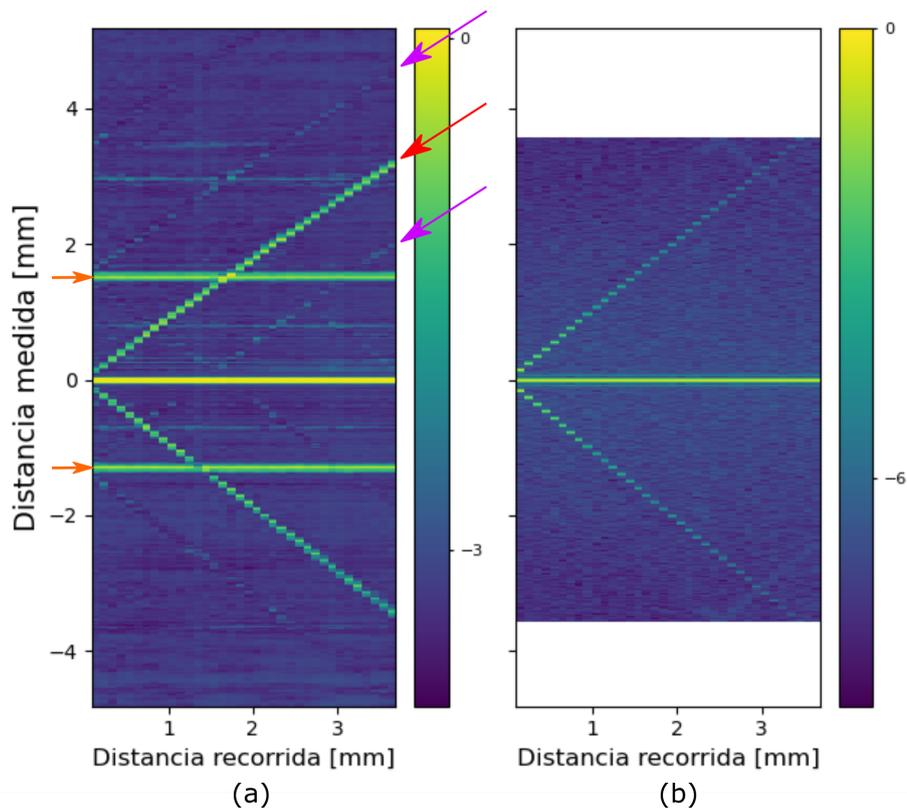


Figura 7.5: Señales adquiridas con SHD (a) y espectrómetro (b) para distintas OPD. La flecha roja indica la variación de OPD. Las flechas naranjas y púrpuras señalan franjas espurias fijas y variables respectivamente.

7.1.2.1. Origen y solución de franjas espurias

La aparición de franjas fantasma dentro de la imagen representa un problema ya que genera artefactos que obstruyen la detección correcta de las señales. Si bien podrían elimi-

narse a posteriori, esa zona de detección queda vetada ya que cualquier diferencia de camino quedará enmascarada por la presencia de estas franjas. Por otro lado, además de las franjas constantes, se observa en la Figura 7.5a dos líneas diagonales espurias (indicadas con flechas púrpuras) cada una de las cuales tiene origen en una franja fantasma (flechas naranjas). Esto indica que se generan réplicas de la señal que se quiere medir desplazadas simétricamente a cada lado de la franja central, lo cual dificulta más su eliminación mediante el procesamiento de la imagen. Es conveniente remarcar que el hecho de que existan franjas “centrales” corridas del eje, es un comportamiento análogo a lo que ocurre cuando existe una diferencia de fase en el heterodino, por ejemplo al ubicar las redes a distintas distancias del divisor de haces. En la Figura 7.5a se observan tres casos superpuestos: uno correspondiente a fase cero donde la franja central se ubica en el centro del eje óptico, es decir los haces de ambas redes recorren el mismo camino hacia el sensor, y dos donde la franja central se encuentra desplazada hacia costados opuestos, es decir con diferencias de fase de signo opuesto. Es decir que el haz proveniente de una de las redes recorre un camino adicional hasta llegar al sensor, lo cual genera una franja central corrida hacia un costado.

El origen de esta problemática reside en la cámara utilizada para la detección. La misma posee un sensor CMOS delante del cual se haya acoplado un filtro infrarrojo D263 con un recubrimiento de tipo HQ. Este filtro recorta el espectro que incide sobre el sensor como se muestra en la Figura 7.6.

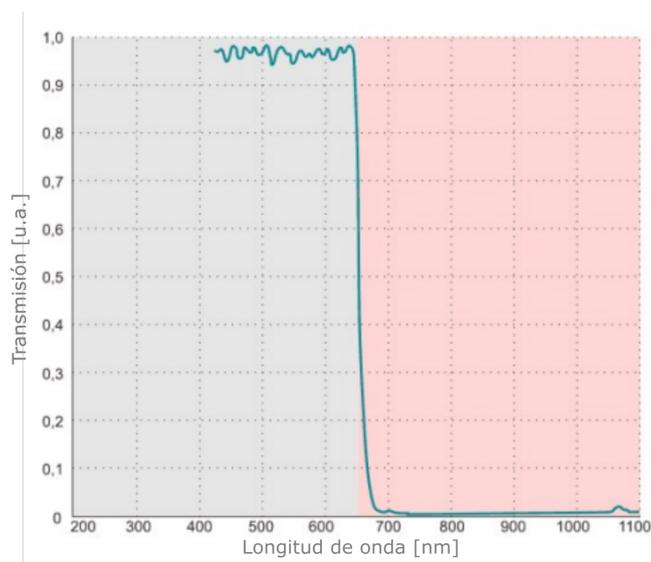


Figura 7.6: Espectro de transmisión del filtro IR de la cámara dado por el fabricante. (Adaptado de [2])

De aquí se concluye por un lado que esta cámara no resulta óptima para la fuente de luz

utilizada en el interferómetro ya que el rango de longitudes de onda con el que se trabaja se encuentra en la zona filtrada. Por otro lado se generan reflexiones internas dentro del filtro IR cuando se incide en distintos ángulos sobre el mismo que pueden degradar la detección. Para analizar estas reflexiones es útil ilustrar la situación como se observa en la Figura 7.7a. Se muestra como ejemplo los planos inclinados para una longitud de onda que interfiere sobre el sensor, provenientes de cada red (H_1 y H_2). Al atravesar el filtro se producen reflexiones internas que añaden camino óptico a cada haz. Estas reflexiones generan planos inclinados en igual dirección que interferirán sobre el sensor. Para ilustrar las componentes que interfieren es útil descomponer los haces presentes en tres casos que se muestran en la Figura 7.7b. El

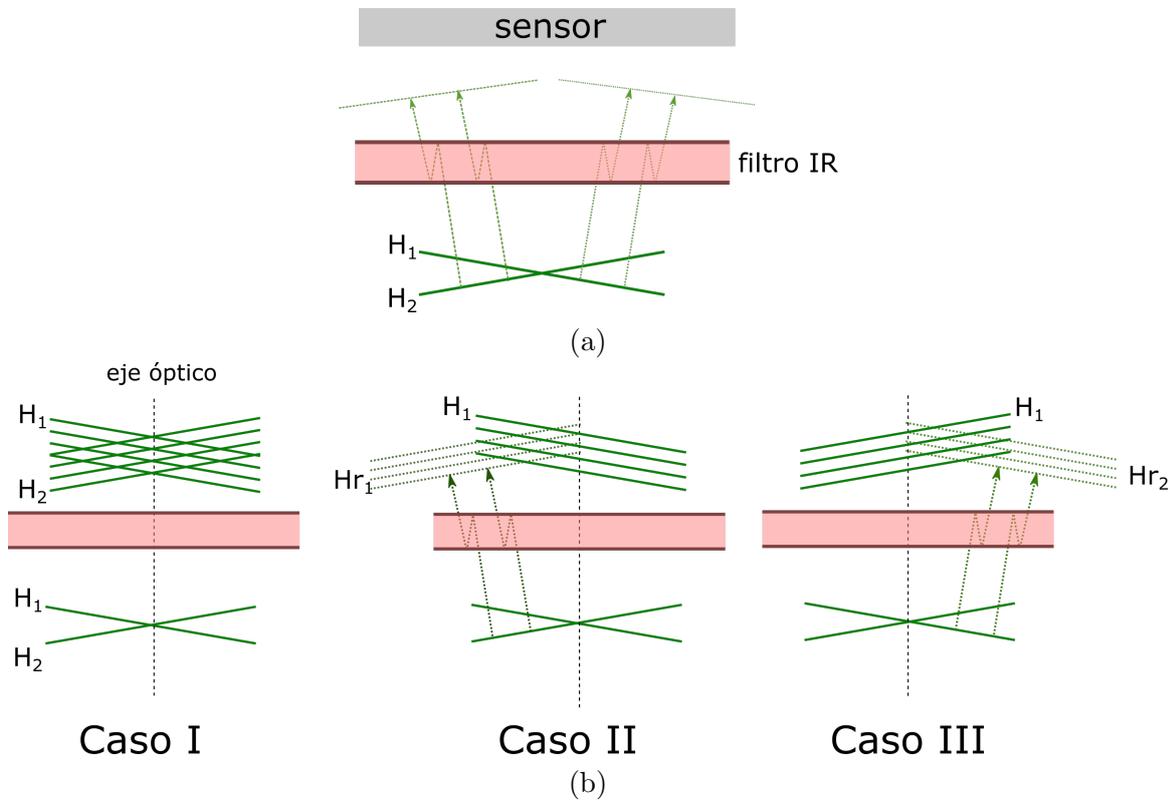


Figura 7.7: (a) Esquema de las reflexiones internas que se originan dentro del filtro IR. (b) Tres casos de reflexiones más intensas que provocan las reflexiones internas con fases adicionales.

caso I ilustra la situación base donde los haces que atraviesan el filtro interfieren generando una franja central sobre el eje óptico. En el caso en que una porción de ese haz es reflejada por el filtro, se genera un plano (Hr_2) con fase adicional que, si bien tiene baja intensidad, puede interferir con el haz proveniente de la otra red (H_1) de mayor intensidad y generar una franja cero corrida (Caso II). Lo mismo ocurre si el otro plano H_1 sufre una reflexión interna en el filtro, generando una franja cero corrida hacia el otro lado (Caso III). Es útil destacar que este comportamiento dado por las reflexiones internas puede repetirse sucesivamente

generando otras franjas fantasmas a cada lado del centro, pero cada vez serán más tenues sobre la imagen.

Si bien retirar el filtro IR de la cámara es posible con el instrumental adecuado, se decidió cambiar la misma y utilizar el módulo de cámara de una Raspberry Pi 4, ya que se encuentra disponible en versión NoIR, es decir que no presenta el filtro IR. Este módulo posee un sensor Sony IMX219 de 8Mpx, cuyas dimensiones son 3.68 x 2.76 mm (3280×2464 pixels) y posee píxeles cuadrados de $1.12\mu\text{m}$ de lado. En la Figura 7.8a se muestra una señal LCI adquirida con esta cámara. Tanto en la imagen como en la correlación calculada (Figura 7.8b) no se aprecian las franjas fantasmas, lo cual resulta en una señal mucho más limpia para hallar las distancias de interés.

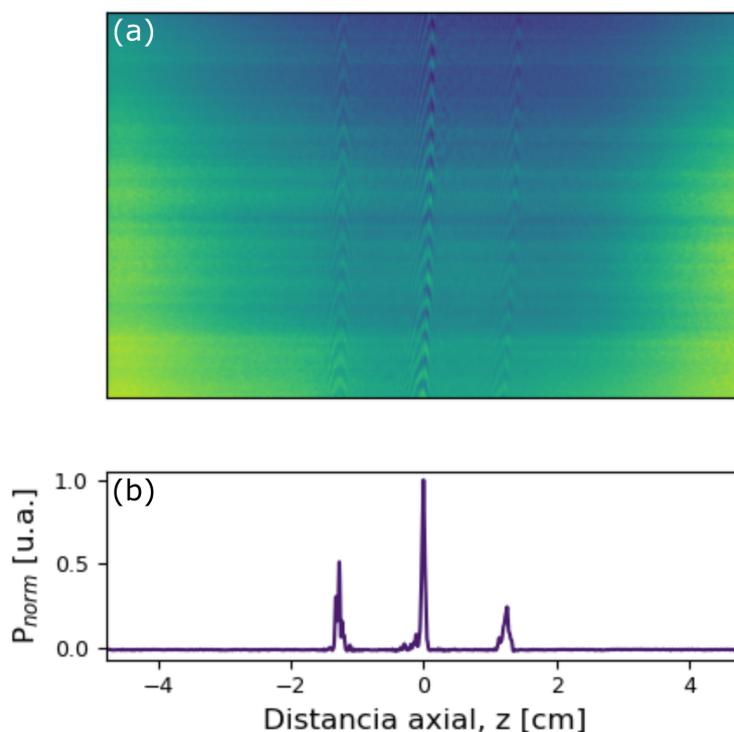


Figura 7.8: Imagen adquirida mediante la cámara de la Raspberry Pi (a) y la señal normalizada mapeada a partir de la misma (b). Se observa la franja central y una a cada lado correspondiente a la OPD y no se aprecian franjas espurias.

Para estudiar el funcionamiento del SHD con esta cámara, fue necesario modificar el módulo de control de la misma en el programa de adquisición mostrado en la Figura 7.3. Las imágenes son adquiridas mediante la Raspberry Pi y luego transmitidas via Ethernet por medio del protocolo SSH a la PC de control y procesamiento. La interfaz gráfica permite enviar los comandos necesarios de configuración y adquisición remota a la Raspberry Pi para presentar la imagen al usuario.

El uso de esta cámara, además de la ventaja de no poseer filtro IR, abre la posibilidad de utilizar la Raspberry Pi como sistema de adquisición y procesamiento del SHD, de manera tal de diseñar un sensor compacto, ideal para aplicaciones industriales.

7.1.3. Comparación de desempeño con espectrómetro

En la configuración básica del SHD, donde las redes de difracción se ubican a igual distancia del divisor de haces, se puede observar la transformada bilateral de la señal, es decir, la misma señal a ambos lados de la franja central, análogamente a las señales calculadas con el espectrómetro. En estos casos, el rango de medición será proporcional a la mitad del haz de salida. Sin embargo, una de las principales ventajas del SHD frente al espectrómetro es la posibilidad de generar una fase adicional entre las redes logrando que la franja central se ubique en un extremo del haz de salida y de esa manera aprovechar todo el diámetro del mismo, aumentando considerablemente el rango de medición.

Para comparar el desempeño entre el SHD y el espectrómetro, se adquirió simultáneamente la misma señal LCI con ambos detectores, para distintos valores de OPD. Esta señal fue generada colocando espejos en ambas ramas del interferómetro y desplazando uno de ellos, variando el valor de OPD. El SHD se configuró para que la franja central se encuentre en el extremo izquierdo del haz de salida. Mediante la óptica de salida se redujo el haz para lograr un rango de medición de 18 mm. Las señales obtenidas en función de la distancia axial z para el espectrómetro y el SHD se muestran en las Figuras 7.9a y 7.9b respectivamente. En el caso del espectrómetro sólo se graficó la transformada unilateral para facilitar la comparación.

En primer lugar, se observa el rango acotado de medición del espectrómetro hasta los 3.5 mm aproximadamente, mientras que el SHD alcanza los 18 mm. La resolución del SHD no resulta óptima debido a impedimentos mecánicos en la configuración geométrica de los elementos utilizados, que producen un bloqueo parcial de las longitudes de onda marginales. Sin embargo esto no modifica el rango de medición como se estudió en el capítulo 4, por lo cual puede estudiarse el desempeño a lo largo de todo el haz de salida.

Por otro lado, como se desarrolló en el capítulo 2, se aprecia el efecto de *fall-off* en la sensibilidad de las señales adquiridas mediante el espectrómetro, es decir una disminución de su intensidad debido a la resolución finita del mismo. En el caso del SHD se observa que la amplitud de las señales presenta una mayor uniformidad a lo largo de todo el rango de

medición.

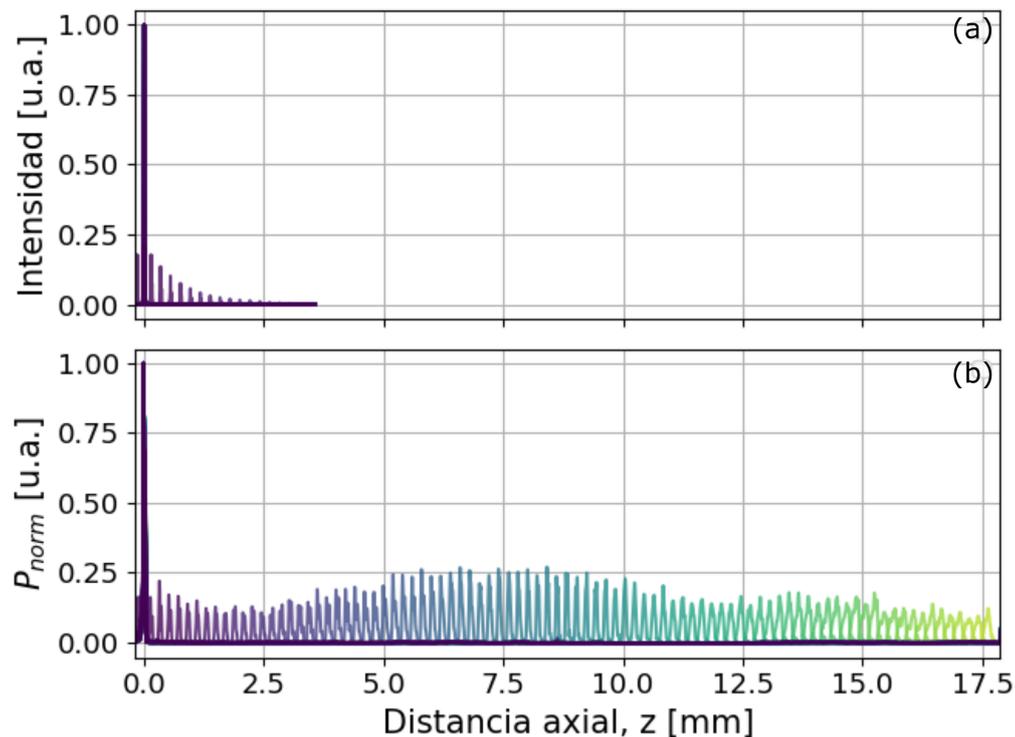


Figura 7.9: Señales para distintas diferencias de camino óptico adquiridas con el espectrómetro (a) y con el SHD (b). Se observa el efecto de fall-off en el primer caso y el rango limitado a 3 mm, mientras que el SHD se evidencia una mayor uniformidad en la amplitud de la señal.

Sin embargo, como en el caso del SHD las señales procesadas dan cuenta de la correlación con el template elegido y no de la intensidad de la franja detectada, es necesario buscar parámetros similares para ambos métodos que permitan cuantificar el nivel de señal para comparar su sensibilidad. En el caso del espectrómetro, se extrajo directamente la amplitud de cada pico de las señales que se muestran en la Figura 7.9. Dado que cada señal está normalizada a su máximo, estas amplitudes son independientes de la intensidad total que llega al espectrómetro. En el caso de SHD se tomó como parámetro para caracterizar la sensibilidad, la visibilidad de la franja normalizada por el valor medio de la intensidad de toda la imagen adquirida. De esta manera el valor resulta independiente de la cantidad de luz acoplada al sistema. Para calcular la visibilidad se buscó la amplitud máxima de cada franja definida como la diferencia entre máximos y mínimos de intensidad en su interior. Para hallar esta amplitud se realizó la transformada de Fourier de cada columna que compone la franja en la imagen y se halló el valor máximo entre todas ellas.

Los resultados obtenidos para ambos sistemas se muestran en la Figura 7.10. Para una mejor comparación se normalizaron las mediciones con el valor máximo de sensibilidad obte-

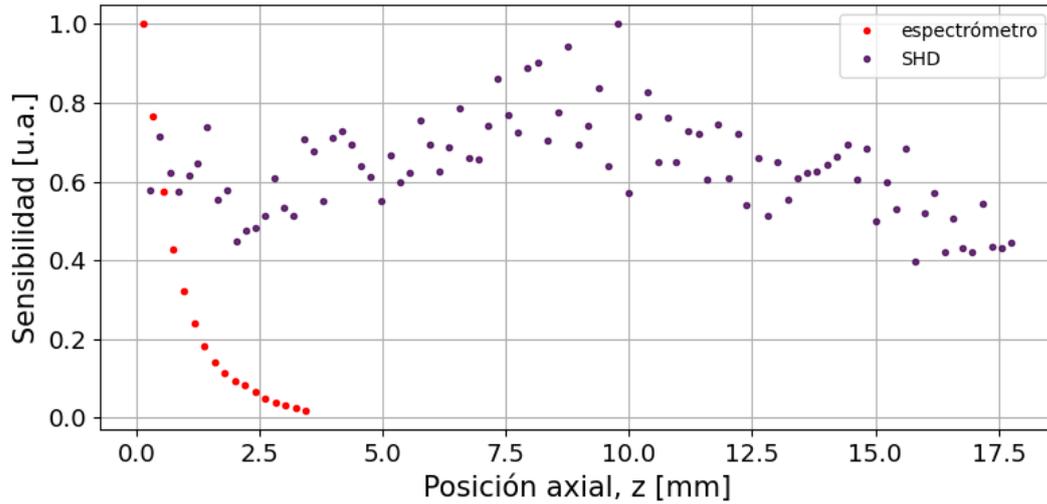


Figura 7.10: Comparación de la sensibilidad del sistema FD-LCI con espectrómetro y con SHD. La amplitud de la señales decae notablemente en el primer caso, mientras que en el SHD se mantienen niveles uniformes a lo largo de todo el rango de medición

nido en cada sistema: para el espectrómetro este punto se alcanza para la menor distancia z medida mientras que para el SHD este punto se encuentra cerca de la mitad del rango total.

En el caso del espectrómetro se aprecia la caída de la sensibilidad a medida que la medición se encuentra cercana al límite de detección. En cambio, en el caso del SHD, la sensibilidad en la detección no varía apreciablemente a lo largo de todo el rango de medición, representando una gran ventaja del sistema. Es importante notar que la sensibilidad del SHD se verá afectada principalmente por cambios en la intensidad de iluminación del sensor, que puede variar por la distancia entre redes y/o por la forma e intensidad del espectro de entrada.

7.2. Aplicación del SHD a topografías y tomografías

Para analizar la factibilidad del uso del detector heterodino para LCI y mostrar su potencialidad en cuanto a expansión de rango, se midieron diversas muestras de perfilometría y tomografía.

Antes de medir las muestras se realizó una calibración del detector, para establecer la relación entre píxeles de la imagen y profundidad medida (recordar que esta será el doble de la OPD del interferómetro). Para esto, se realizó el mismo procedimiento analizado en el Capítulo 5, ubicando espejos en ambas ramas del interferómetro y desplazando uno de manera controlada para adquirir las diferencias de camino en todo el rango del detector. Las

imágenes resultantes fueron analizadas mediante el método NCC+gd estudiado en el capítulo 6. Las señales de interés obtenidas con este método presentan una forma característica con dos máximos que se muestra en la Figura 7.11. Esto se debe al uso del gradiente luego de la

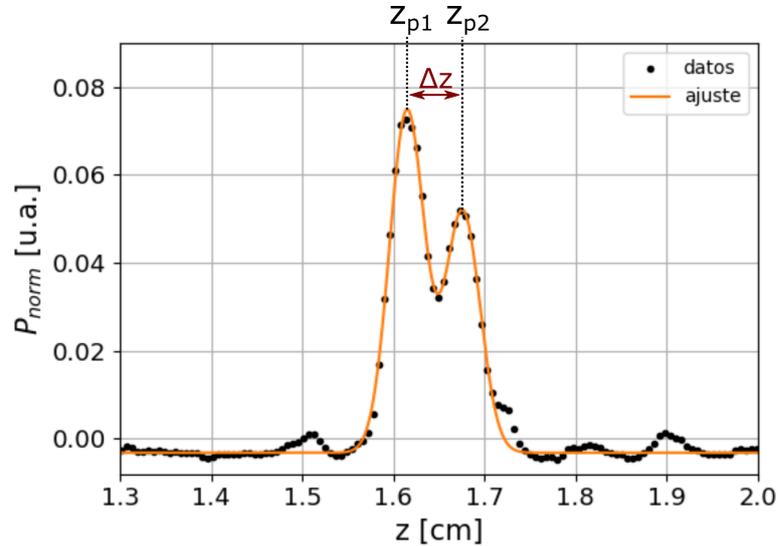


Figura 7.11: Detalle de la señal obtenida con el método NCC+gd de una franja de interés y ajuste obtenido a partir de la suma de dos gaussianas.

NCC, ya que cada borde de la franja genera un cambio abrupto en el mismo. Para informar la posición de la franja de interés se decidió utilizar el punto medio entre los máximos predominantes y la distancia entre ellos como medida de la resolución de la técnica, ya que delimita los bordes de la franja. Para hallar la posición de los dos máximos (z_{p1} y z_{p2}), se decidió ajustar una función $f(z)$ compuesta por la suma de dos gaussianas centradas en los mismos:

$$f(z) = A + Be^{-\frac{(z-z_{p1})^2}{2\sigma^2}} + Ce^{-\frac{(z-z_{p2})^2}{2\sigma^2}} \quad (7.2.1)$$

Un ejemplo de este ajuste realizado sobre una de las señales se muestra en la Figura 7.11. La distancia entre los centros de las gaussianas $\Delta z = z_{p2} - z_{p1}$ define la resolución de la técnica que para la configuración experimental estudiada en este caso, es aproximadamente de $\Delta z = 0,06$ mm.

Es útil destacar que en el caso de las perfilometrías donde para cada posición lateral se sigue un único máximo, al igual que sucede en los sistemas LCI convencionales, la resolución resulta menor que Δz ya que depende de la precisión con la que se puede ubicar el punto central.

7.2.1. Perfilometría en rango convencional

En primer lugar se buscó mostrar la funcionalidad del SHD en el rango convencional de profundidades (menor a 3.5 mm), es decir, en el rango de trabajo de los FD-LCI que utilizan espectrómetros para la detección. Para esto se analizó una muestra formada por un disco de aluminio el cual tiene adherido una placa rectangular de metal con un litografía (ver Figura 7.12). El haz de salida del colimador de la rama de muestra se enfocó mediante una lente de 5 cm de distancia focal obteniendo un spot de iluminación de $140 \mu\text{m}$. Este tamaño no permite apreciar la litografía de unos pocos micrones de ancho, pero si el escalón formado entre el aluminio y el rectángulo metálico con la litografía. Se realizó un barrido de 16 mm a lo largo de la muestra en el sentido marcado por la flecha roja, empezando desde la zona de aluminio hasta parte de la zona litografiada, con un paso de $100 \mu\text{m}$.

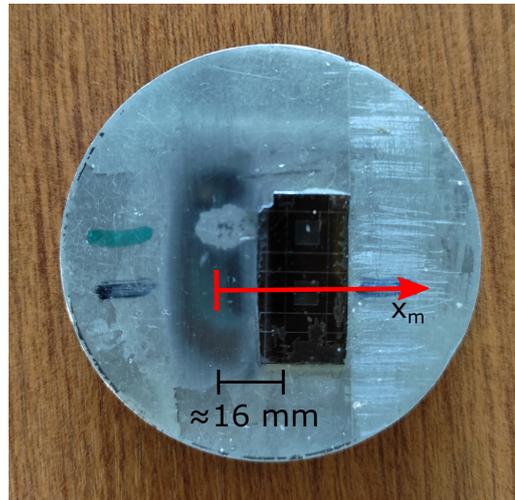


Figura 7.12: Muestra utilizada para medir su perfilometría. Sobre el disco de aluminio se encuentra adherida una muestra litografiada. La flecha roja indica la dirección del barrido realizado.

Para esta medición, las lentes de la óptica de salida del heterodino se ubicaron a 20 cm entre si y la cámara se ubicó por detrás del foco de la segunda lente, a 5.5 cm, obteniendo un rango de medición total de aproximadamente 17 mm. Mediante la interfaz desarrollada, se adquirieron las señales generadas en el espectrómetro y en la cámara simultáneamente para comparar el desempeño de ambos. Para cada señal se calculó el módulo de la transformada de Fourier en el caso del espectrómetro y se utilizó el método NCC+gd para el caso del SHD.

Las señales resultantes se muestran en la Figura 7.13a para el SHD y 7.13b para el espectrómetro, donde cada columna de la imagen representa la intensidad obtenida para todo el rango de medición en una posición lateral del barrido x_m .

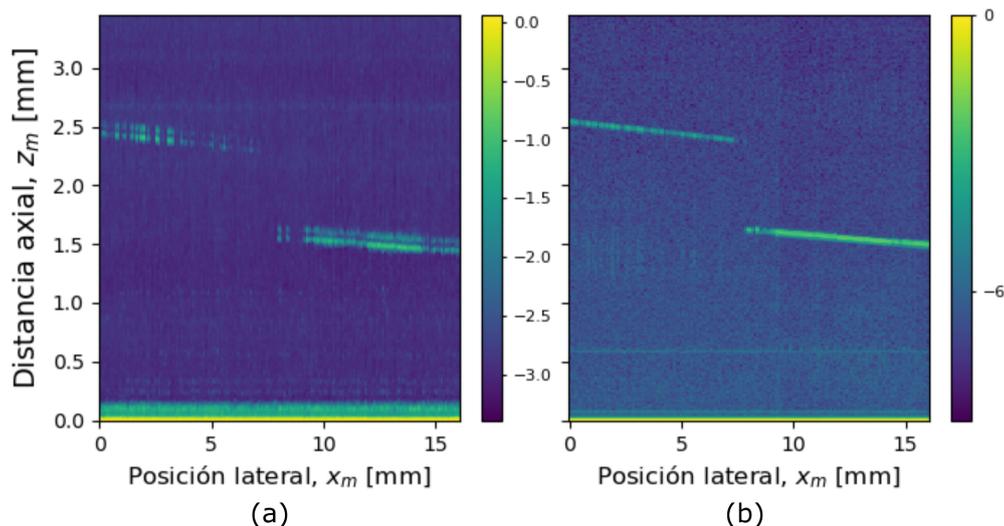


Figura 7.13: Señales adquiridas al realizar el barrido lateral de la muestra con el SHD (a) y el espectrómetro (b). Se observa un salto en el perfil coincidente en ambos casos.

Para cada una de estas posiciones se extrajo el valor de z_m del pico de mayor amplitud a partir de las cuales fue posible reconstruir la perfilometría de la muestra (ver Figura 7.14). Para simplificar la comparación entre métodos, se tomó como base en $z_m = 0$ la zona inicial del barrido. En general se observa gran correspondencia entre los perfiles, en particular

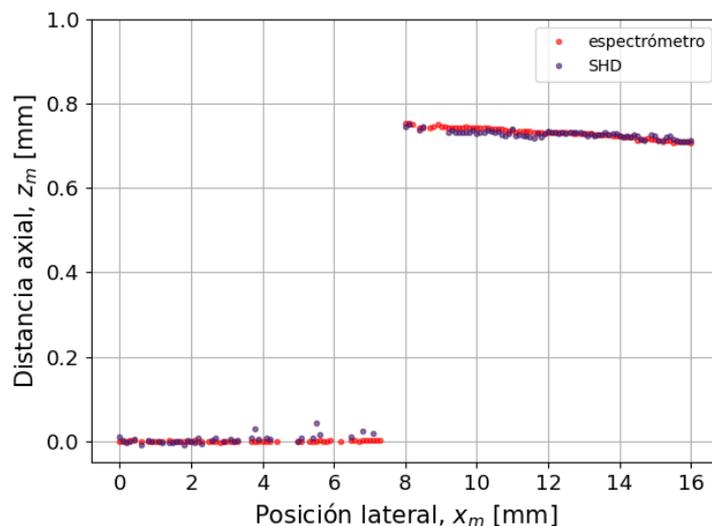


Figura 7.14: Perfiles obtenidos con el SHD y el espectrómetro de la muestra. Se observa la coincidencia en el escalón medido y la presencia de zonas con bajo acople de luz que generan regiones con pocos puntos en el perfil.

se evidencia el escalón generado entre el aluminio y la zona litografiada menor a $800 \mu m$. Además, como la litografía no puede resolverse con el diámetro del haz de iluminación utilizado, en la zona cercana a $x_m = 9$ mm se aprecia un intervalo vacío en la señal adquirida

por el SHD que es coincidente con uno de los surcos de la litografía, donde existe un bajo acople.

En la Figura 7.15 se muestran los perfiles obtenidos de la zona cercana al escalón al cambiar el paso de desplazamiento de la muestra en $10\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$ y $100\ \mu\text{m}$. Estas mediciones denotan la repetitividad del sistema, por un lado al solaparse los perfiles dentro de la resolución esperada y por otro al notar que los intervalos vacíos en el perfil, se reproducen a lo largo de todos los perfiles, sin importar el paso del barrido. Estos puntos pueden ser fruto de una disminución en la intensidad de la luz retrorreflejada en esa zona de la muestra, de un mal acople de la misma en el colimador utilizado dados los desperfectos de la superficies o de una combinación de ambas.

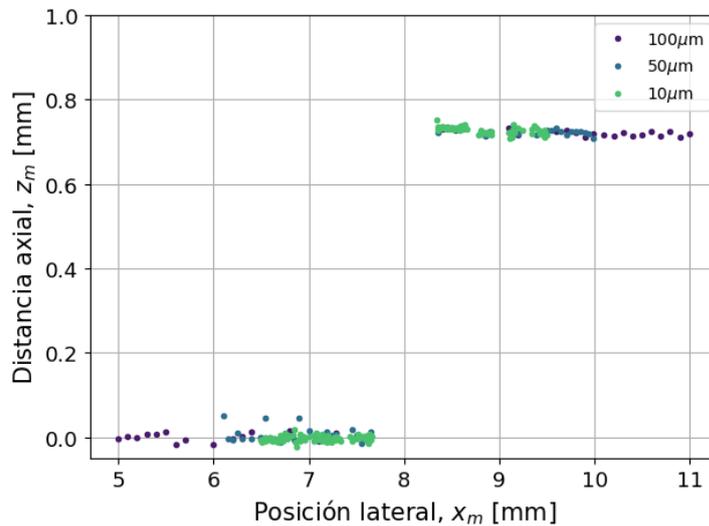


Figura 7.15: Comparación entre perfiles obtenidos al realizar barridos laterales de la muestra con distinto paso. Se puede observar la coincidencia entre las estructuras de los perfiles.

7.2.2. Perfilometría en rango extendido

Para mostrar la factibilidad del SHD para medir distancias mayores a las convencionales por SD-LCI, se ensambló una muestra que presentara un perfil con saltos mayores a los 3.5 mm. La misma consistió en una placa de acero pulida con un orificio de aproximadamente 5 mm de diámetro debajo de la cual se colocó otra placa de aluminio a una distancia de 1 cm aproximadamente, como muestra la Figura 7.16. Se realizaron dos barridos laterales con pasos de $100\ \mu\text{m}$ y $10\ \mu\text{m}$ indicados con la línea roja en la Figura 7.16, de manera tal que al atravesar el agujero de la primera placa, se puede medir la perfilometría de la placa trasera.

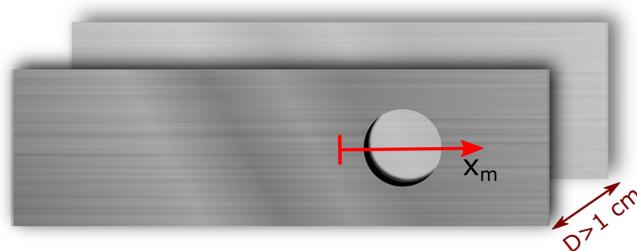


Figura 7.16: Esquema de la muestra utilizada para realizar la perfilometría de rango extendido. El barrido se realiza a lo largo del orificio de la primera placa para observar la placa trasera.

Los perfiles obtenidos junto al adquirido mediante el espectrómetro se muestran en la Figura 7.17. En los mismos se observa alrededor de $z_m = 0 \text{ mm}$ la perfilometría de la placa

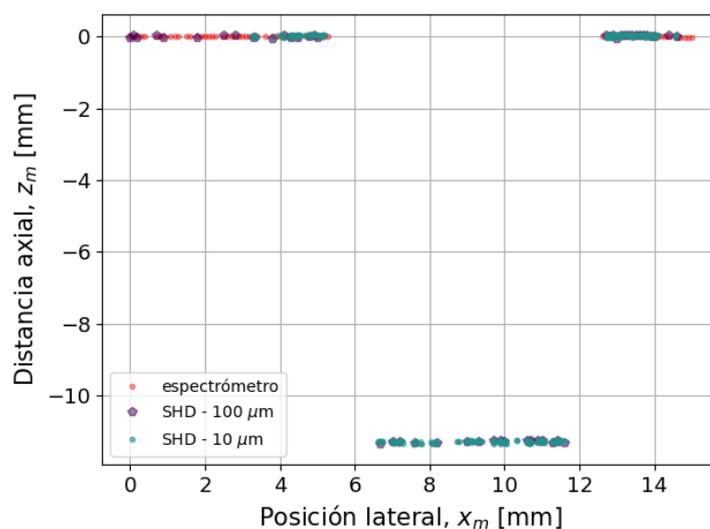


Figura 7.17: Perfiles obtenidas con el espectrómetro y con el SHD con distinto paso lateral. Se observa el escalón mayor a 10 mm que sólo es detectado por el SHD.

delantera y cómo al atravesar el agujero de la misma el SHD es capaz de detectar la señal proveniente de la placa trasera (profundidades cercanas a $z_n = 1 \text{ cm}$). Estos valores de OPD (cercanos a 1 cm) no pueden ser obtenidos con la técnica convencional de SD-LCI que utiliza espectrómetros para la detección. Además los perfiles adquiridos con distinto paso lateral son coincidentes lo cual muestra que los intervalos donde no se observa señal son el resultado de una superficie poco reflectante.

A partir de esta muestra se analizó la repetitividad del sistema, realizando diez barridos laterales iguales. Para cada posición lateral x_m se calculó la desviación estándar σ_{x_m} de las posiciones de la franja z_i halladas para cada barrido i . Dado que no se espera una variación de la repetitividad a lo largo de todo el perfil, se realizó un promedio ponderado de las σ_{x_m} , teniendo en cuenta la cantidad de muestras a partir de las cuales se calculó cada una,

obteniendo una desviación para todo el perfil $\sigma_z = 0,017$ mm. Esta desviación resulta menor que la resolución del sistema $\Delta z = 0,060$ mm, por lo cual se concluye que la repetitividad del sistema no altera la resolución establecida, es decir que en mediciones tomográficas, el poder para resolver dos señales muy juntas estará dado por el ancho de las franjas medidas en referencia a lo explicado en 7.2. Por otro lado, para las mediciones de perfilometría, la repetitividad será el factor clave para establecer la precisión con la que se encuentra el punto central de la señal.

7.2.3. Tomografía

Una de las principales aplicaciones de LCI/OCT es la realización de tomografías de muestras, es decir la exploración de la estructura interna de las mismas. Esto se realiza a partir de la luz reflejada en cada interfaz de su interior, a partir de la cual se genera la señal de interferencia que permite hallar, por ejemplo, los espesores de las distintas capas que la componen. Para este tipo de mediciones no siempre es necesario utilizar un interferómetro con una referencia externa, ya que se pueden analizar los términos de autocorrelación de la señal, es decir la interferencia entre las propias capas de la muestra (ver capítulo 2). Sin embargo el agregado de una referencia permite generalmente aumentar la intensidad en esa rama y por lo tanto la señal de interferencia que se quiere medir. A continuación se describen tomografías realizadas sobre distintos tipos de muestras, utilizando interferómetros de medición con y sin referencia externa.

7.2.3.1. Tomografía con referencia externa

En primera instancia se analizó un espejo de segunda cara esquematizado en la Figura 7.18a. En este tipo de espejos, la luz atraviesa un espesor ϵ de vidrio antes de alcanzar la superficie reflectiva. Para estudiar esta muestra se utilizó el mismo interferómetro de medición con referencia externa que para las mediciones perfilométricas.

En este sistema existen tres superficies principales donde la luz se refleja, como se muestra en la Figura 7.18a. Las distancias d_R , d_S y d_V simbolizan el camino óptico recorrido en una dirección hasta el espejo de referencia, el espejo de muestra y el vidrio respectivamente. La señal LCI generada se compone de tres términos de interferencia: dos de correlación cruzada

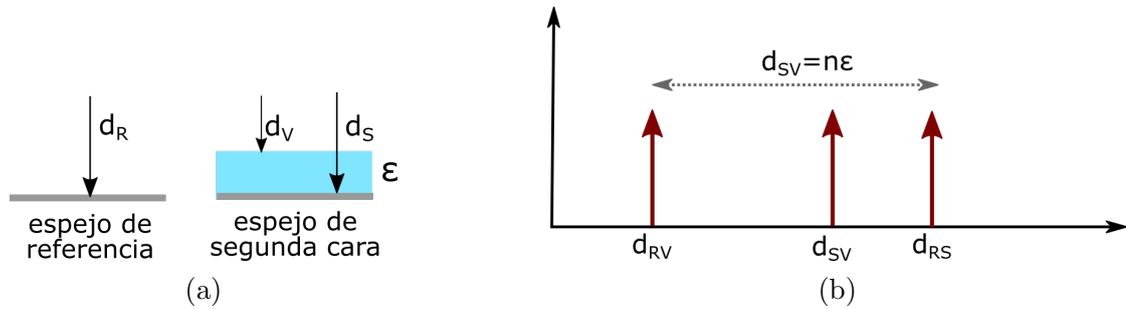


Figura 7.18: (a) Esquema de las distancias recorridas por el haz en la referencia (d_R) y del haz que incide sobre el espejo de segunda cara de espesor ϵ hasta cada interfaz reflectiva. (b) Diagrama de los tres máximos esperados por la interferencia de las superficies reflectivas.

(referencia - vidrio, d_{RV} y referencia - espejo muestra d_{RS}) definidos por

$$d_{RV} = d_R - d_V \quad (7.2.2)$$

$$d_{RS} = d_R - d_S \quad (7.2.3)$$

y uno de autocorrelación entre el vidrio y el espejo de la muestra (d_{SV}) definido por

$$d_{SV} = n\epsilon \quad (7.2.4)$$

donde debe tenerse en cuenta el índice de refracción n del vidrio atravesado. En la Figura 7.18b se muestra la posición esquemática de los tres términos para el caso $d_R < d_V$. El término de autocorrelación es el que provee información del espesor del vidrio. Sin embargo, es útil notar que la distancia entre d_{RS} y d_{RV} es justamente d_{SV} , por lo cual, al cambiar la distancia d_R ambas señales se desplazan manteniendo esta relación.

Para estudiar este comportamiento se realizó un barrido variando la posición del espejo de referencia z_R . Mientras se espera una variación de d_{RV} y d_{RS} , d_{SV} se debe mantener constante ya que sólo depende del espesor de la muestra. En la Figura 7.19 se observa este comportamiento en detalle, comparando la medición realizada con el SHD (a) y con el espectrómetro (b). Cada columna de las imágenes representa la intensidad de la señal obtenida en todo el rango de medición para una determinada posición del espejo de referencia. La líneas diagonales señaladas con flechas rojas indican la variación de los picos correspondientes a d_{RV} y d_{RS} mientras que la flecha naranja indica la posición correspondiente a d_{SV} . En el caso del espectrómetro sólo se identifica el máximo correspondiente a d_{RV} ya que es el único valor que se encuentra dentro del rango de medición (menor a 3.5 mm). Además se

observan máximos que corresponden a un efecto de *aliasing*, señalados con flechas negras en la Figura 7.19b. Este efecto se debe a la presencia de señales interferométricas con frecuencias mayores a la máxima que puede ser medida correctamente por el espectrómetro según el criterio de Nyquist.

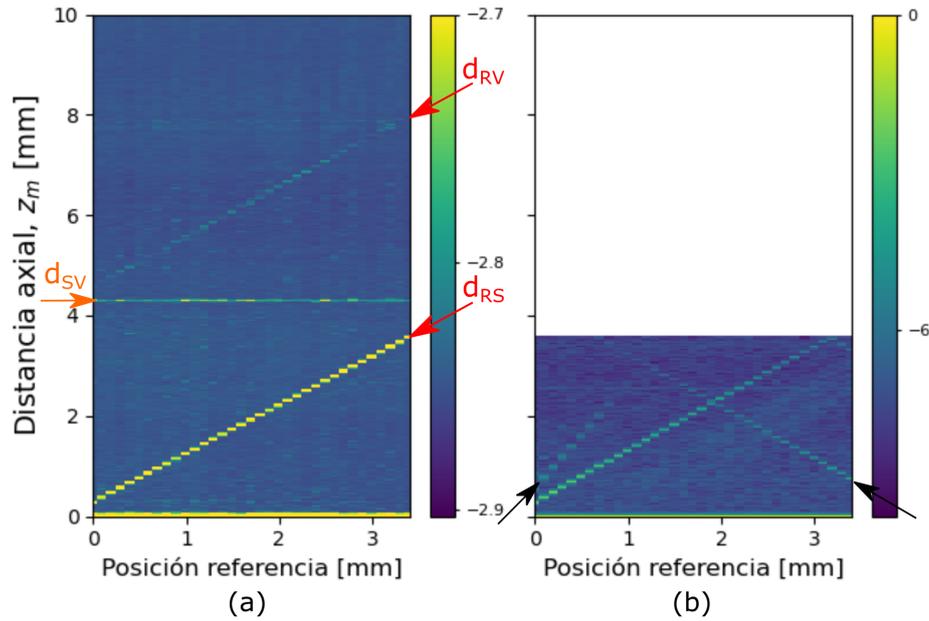


Figura 7.19: Señales de tomografía adquiridas con SHD (a) y espectrómetro (b) para distintas posiciones de la referencia. Las flechas negras indican la presencia de aliasing.

En la Figura 7.20 se muestran en detalle las señales correspondientes a tres posiciones del espejo de referencia. En la misma se pueden observar los tres picos de interferencia esperados de la Figura 7.18b y cómo los máximos correspondientes a d_{RV} y d_{RS} se desplazan al variar z_R , manteniendo una distancia fija entre ellos que se corresponde con el espesor del vidrio. Al tener un rango extendido del SHD, el movimiento de la referencia permite alejar los máximos de correlación cruzada de la zona de interés (donde se encuentra la señal relativa al espesor) pero sin perder su visualización. Por otro lado, analizar la correlación entre las señales a distinto z_R , puede resultar de utilidad para eliminar estructuras fijas de fondo de la señal. Pero además, puede hallarse la existencia de estructuras móviles cuyos términos de autocorrelación no eran lo suficientemente intensos como para ser detectados.

Para hallar la distancia d_{SV} se halló la posición central de la señal correspondiente obteniendo $d_{SV} = (4,32 \pm 0,04)$ mm, lo cual corresponde a un espesor $\epsilon_{SHD} = (2,88 \pm 0,03)$ mm al considerar un índice de refracción del vidrio $n = 1,5$. Este valor concuerda con el medido mediante un calibre de $\epsilon_C = (2,9 \pm 0,1)$ mm. El valor de d_{SV} hallado también concuerda,

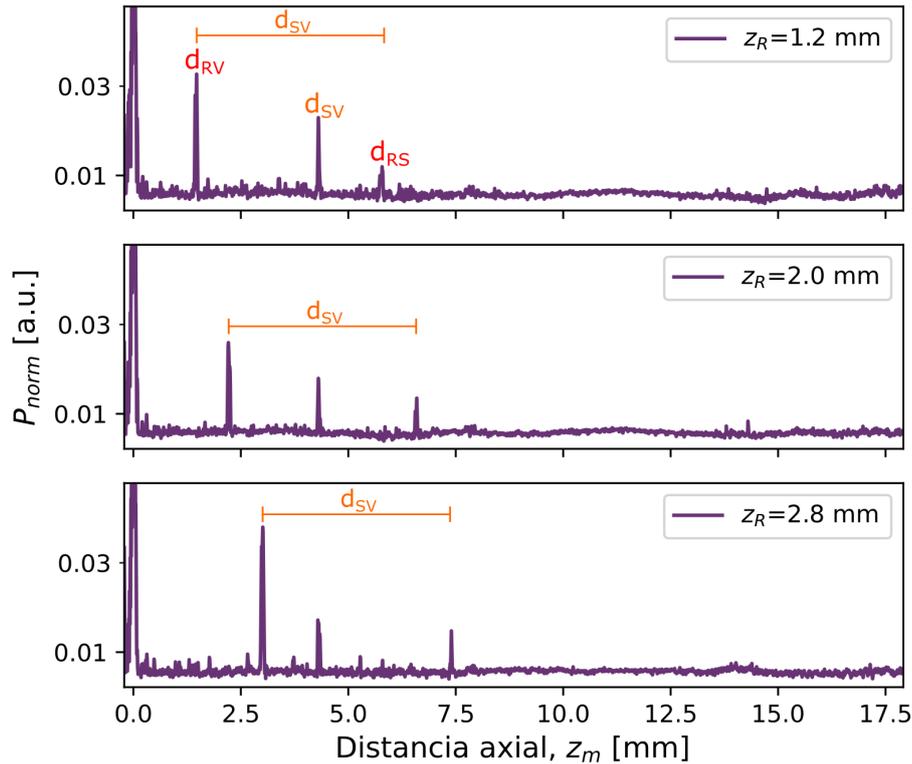


Figura 7.20: Señales del SHD para tres posiciones distintas del espejo de referencia donde se observa que el término de autocorrelación d_{SV} se mantiene fijo y los restantes (d_{RV} y d_{RS}) se desplazan debido al cambio en la posición de la referencia.

como se esperaba, con la distancia entre los picos d_{RV} y d_{RS} calculada a partir de la resta de sus posiciones ($4,33 \pm 0,04$) mm.

7.2.3.2. Tomografía sin referencia externa

Para realizar tomografías de muestras semitransparentes puede utilizarse un interferómetro de medición de una sola rama, es decir, sin referencia externa, ya que las distintas interfaces de la muestra interfieren entre si generando los términos de autocorrelación a partir de los cuales se puede extraer la información de interés. En este caso se utilizó el esquema experimental que se muestra en la Figura 7.21. La luz proveniente de la fuente ilumina la muestra luego de atravesar un circulador de manera tal que la luz retroreflejada por la misma es redirigida hacia los sistemas de detección, siguiendo el esquema 90 % hacia el SHD y 10 % hacia el espectrómetro. Este esquema permite iluminar la muestra con un haz de mayor potencia para tener un mejor nivel de señal, ya que no se divide la entrada en dos ramas.

Para el detector heterodino la óptica de salida propuesta fue un reductor de haz compuesto por dos lentes convergentes L_{S1} con distancia focal $f_1 = 20$ cm y L_{S2} con $f_2 = 4$ cm,

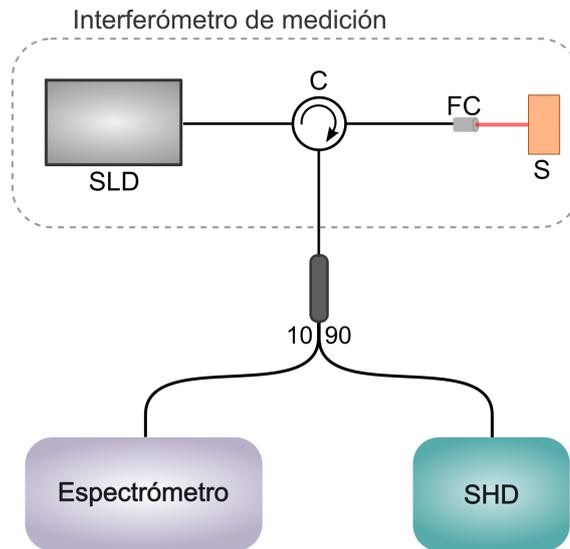


Figura 7.21: Esquema experimental para la medición de tomografías sin referencia externa. La luz de la fuente es dirigida hacia la muestra mediante un circulator, el cual redirige las señales reflejadas hacia el espectrómetro y el SHD.

ubicadas a distancia $f_1 + f_2$ entre sí. Ambas lentes son acromáticas para evitar que los focos de las distintas longitudes de onda se encuentren muy desplazados entre si. Este sistema reduce cinco veces el haz por lo cual el diámetro del haz de entrada disminuye de 2 cm a 4 mm, lo cual resulta adecuado para las dimensiones del sensor de la cámara (3.68 cm). Si bien esta relación es válida para la longitud de onda de Littrow, es decir el haz difractado por la red que vuelve sobre sí mismo, es necesario remarcar que para las otras longitudes de onda, los haces ingresan en ángulo a la primera lente, por lo cual no se enfocan todos en el mismo punto sobre el eje \hat{x} , como se muestra en la Figura 7.22. Este efecto disminuye en la zona alrededor del foco de L_{S2} donde convergen todas las longitudes de onda y se tiene un haz reducido.

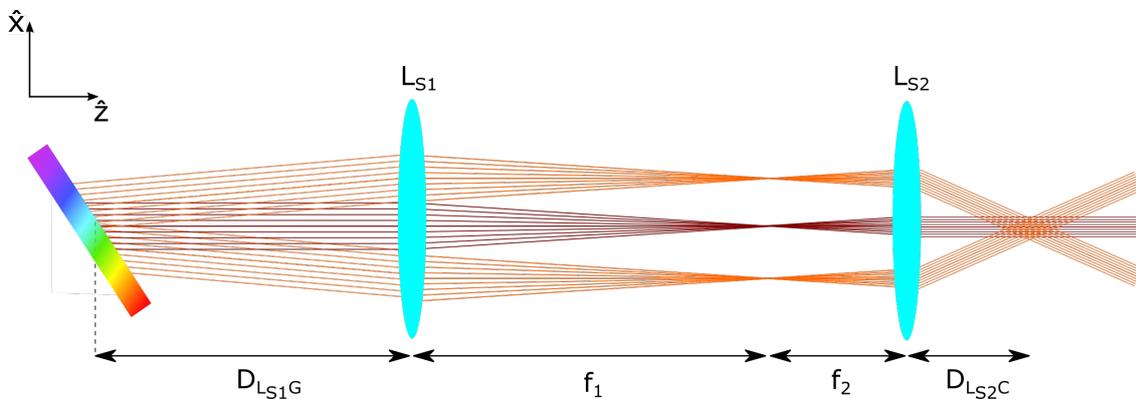


Figura 7.22: Esquema del reductor de haz propuesto para la óptica de salida del SHD.

Otra característica importante son las dimensiones de las lentes utilizadas. Si bien se

asume que los haces de las redes salen colimados, existe una divergencia, dada por la suma de las longitudes de onda dispersadas en distintos ángulos, por lo cual la lente debe ubicarse lo más cerca posible del divisor de haces, para evitar pérdidas de intensidad. En este caso, parte de los haces atraviesan los bordes de la lente por lo cual se observan algunos efectos de las aberraciones producidas por la misma. Para evitar posibles efectos de las aberraciones producidas por las lentes, se decidió utilizar las filas centrales de la imagen ya que mantenían la uniformidad de las franjas.

A fin de estudiar tomografías en rango extendido, se midió una muestra compuesta por una ventana de espesor $e_v \approx 6$ mm y un portaobjetos de microscopio de espesor $e_p \approx 1$ mm separados una distancia d variable, como se muestra en la Figura 7.23a.

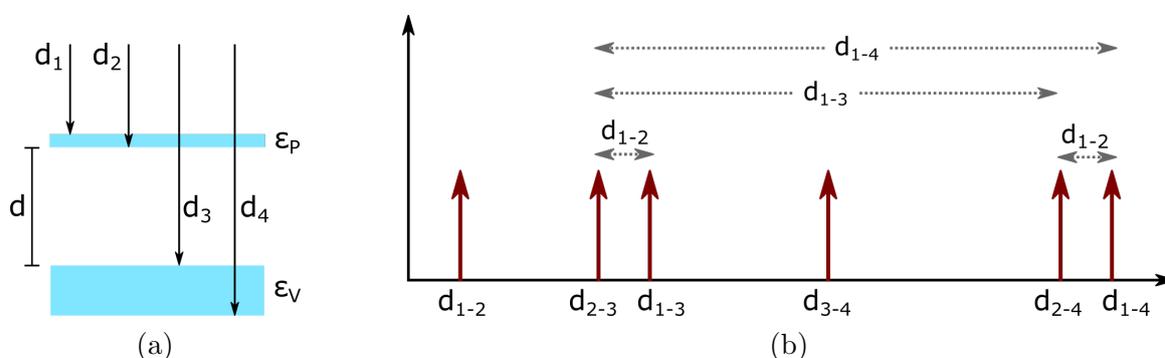


Figura 7.23: (a) Esquema de las distancias recorridas por el haz para una tomografía extendida de una muestra compuesta por un portaobjetos de espesor ϵ_P ubicado a una distancia d variable de una ventana de espesor ϵ_V . (b) Diagrama de los seis máximos esperados por la interferencia de las superficies reflectivas.

Esta muestra posee cuatro interfaces en las cuales la luz se verá reflejada, dos correspondientes al portaobjetos (d_1 y d_2) y dos correspondientes a la ventana (d_3 y d_4) que producen un total de seis señales interferométricas que se detallan en la Figura 7.23b. Dos de ellas (d_{1-2} y d_{3-4}) se mantendrán constantes sin importar la distancia d establecida ya que corresponderán al espesor de la ventana y del portaobjetos:

$$d_{1-2} = d_1 - d_2 = n_P \epsilon_P \quad (7.2.5)$$

$$d_{3-4} = d_3 - d_4 = n_V \epsilon_V \quad (7.2.6)$$

Los restantes términos interferométricos dependen de la distancia d según:

$$d_{1-3} = d_1 - d_3 = n_p \epsilon_p + d \quad (7.2.7)$$

$$d_{1-4} = d_1 - d_4 = n_p \epsilon_p + d + n_v \epsilon_v \quad (7.2.8)$$

$$d_{2-3} = d_2 - d_3 = d \quad (7.2.9)$$

$$d_{2-4} = d_2 - d_4 = d + n_v \epsilon_v. \quad (7.2.10)$$

De estas expresiones se observa que la interferencia entre d_2 y d_3 brinda directamente la distancia a la cual están separados los dos elementos entre sí (entre caras internas) y d_{1-4} corresponde al espesor total de la muestra (distancia entre caras externas). Por otro lado la distancia entre d_{2-3} y d_{1-3} como entre d_{2-4} y d_{1-4} depende del espesor del portaobjetos ($d_{1-2} = n_p \epsilon_p$) mientras que la distancia entre d_{2-3} y d_{2-4} como entre d_{1-3} y d_{1-4} depende del espesor de la ventana ($d_{3-4} = n_v \epsilon_v$).

En la Figura 7.24 se comparan las señales obtenidas cuando la muestra es sólo un portaobjetos al medir con el espectrómetro ($m_p - SP$) y con el SHD ($m_p - SHD$).

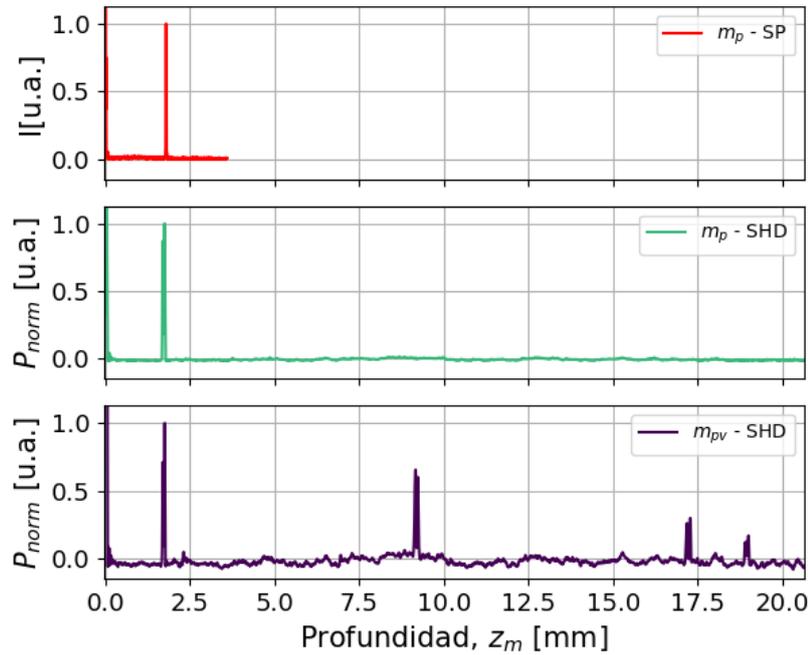


Figura 7.24: Señales de tomografía adquiridas del portaobjetos solo (m_p) y de la muestra completa m_{pv} . En el caso del espectrómetro (SP) sólo es posible ver el término correspondiente al espesor del portaobjetos.

En la misma figura se muestra la medición de la muestra completa de portaobjetos y ventana con el SHD ($m_{pv} - SHD$). Todas las medidas fueron normalizadas con el máximo

correspondiente al portaobjetos ($z_m \approx 1,7$ mm) en cada caso.

Como se esperaba, el espesor del portaobjetos puede observarse tanto con el SHD como con el espectrómetro ya que se encuentra dentro del rango de medición convencional. Sin embargo, al agregar la ventana, la medición con el espectrómetro no se ve modificada mientras que con el SHD se logran apreciar tres máximos más, correspondientes al espesor de la ventana y la interferencia entre las dos caras del portaobjetos con la superficie interna de la ventana. A partir de las medidas obtenidas se halló el valor correspondiente al espesor de la ventana $\epsilon_v = (9,20 \pm 0,07)$ mm. Utilizando (7.2.5) se calculó el índice de refracción del medio en $n_v = 1,53 \pm 0,01$ que se encuentra del rango esperado para este tipo de vidrio. Lo mismo sucede con el espesor del portaobjetos cuyo espesor reportado por el fabricante es $\epsilon_f = (1,0 \pm 0,2)$ mm con un índice de refracción $n_P = 1,53$ y mediante el SHD se halló un valor $\epsilon_P = (1,15 \pm 0,03)$ mm.

Para mostrar la funcionalidad del SHD para tomografías en rango extendido, se varió la distancia d entre la ventana y el portaobjetos de manera tal de poder observar los seis términos de interferencia generados por esta muestra, dados por las expresiones (7.2.5) a (7.2.10). En la Figura 7.25 se grafican las señales obtenidas para tres distancias d distintas,

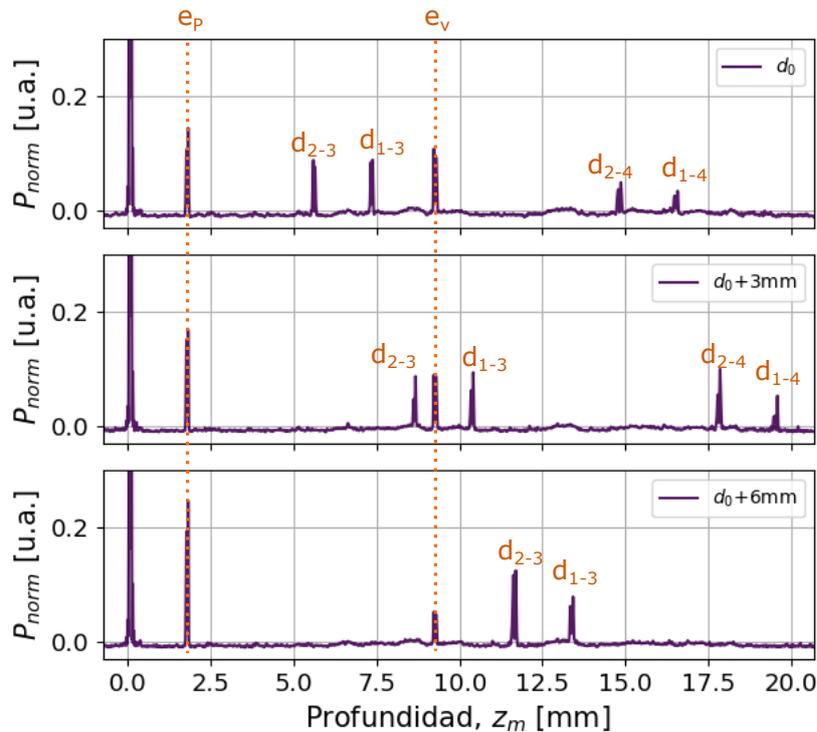


Figura 7.25: Señales de tomografía adquiridas con SHD para distintas distancias d entre el portaobjetos y la ventana. A medida que la distancia aumenta los picos de mayor OPD ya no son detectables.

comenzando en una distancia d_0 e incrementando la misma de a 3 mm. Para $d = d_0$ se observan los seis términos de interferencia, marcados según las interfaces que interfieren, como se esperaba del esquema de la Figura 7.23b. A medida que se incrementa la distancia d los términos de correlación cruzada se desplazan hasta que los máximos más lejanos ya no son detectables dado que se encuentran por fuera del rango de medición del SHD. Con líneas punteadas se marcan los picos fijos que corresponden a los espesores del portaobjetos y de la ventana.

Al medir la distancia entre los picos d_{1-3} con d_{2-3} y d_{2-4} con d_{1-4} , se puede calcular el espesor del portaobjetos, que nuevamente coincide con el esperado. De la misma manera, las distancias entre $(d_{1-3}$ y $d_{1-4})$ y $(d_{2-3}$ y $d_{2-4})$ brindan información sobre el espesor de la ventana.

7.2.3.3. Medición sobre placa de policarbonato

Como se expuso al comienzo de esta tesis, la motivación principal de este trabajo es extender el rango de medición de la técnica FD-LCI para lograr medir distancias de interés industrial. A modo de ejemplo se presenta el caso de un objeto que no puede medirse por completo con la técnica convencional como es una placa de policarbonato como las que se muestran en la Figura 7.26.

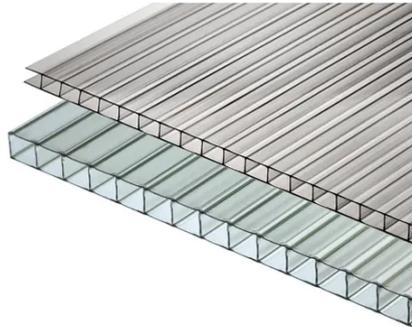


Figura 7.26: Ejemplos de placas de policarbonato de distintos tamaño y opacidad.

Este tipo de muestra posee cuatro interfaces reflectantes como las indicadas en la Figura 7.27 y similares al caso anterior. En este caso las paredes tienen igual espesor ϵ , por lo cual las diferencias de camino resultan

$$d_{1-2} = d_{3-4} = n\epsilon \quad (7.2.11)$$

$$d_{1-3} = d_{2-4}. \quad (7.2.12)$$

Por lo tanto sólo se observarán cuatro términos de autocorrelación como se indica en la Figura 7.27b. Es útil notar que si los términos no se solapan completamente se generará un ensanchamiento de las franjas que puede ser detectado aunque la resolución del sistema no alcance a distinguir ambas señales.

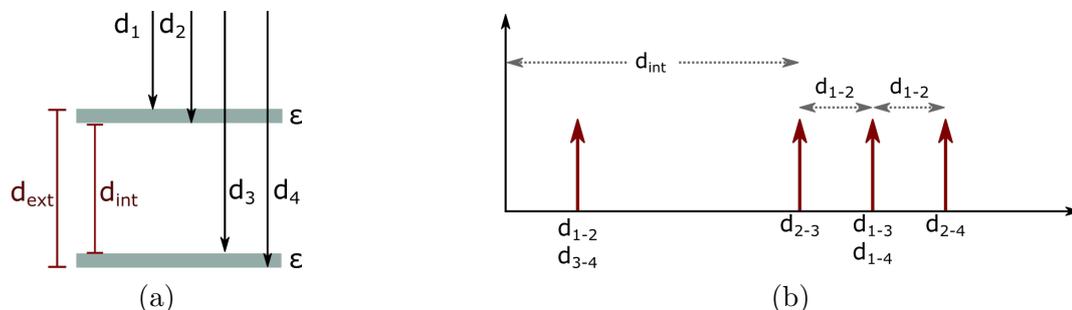


Figura 7.27: (a) Esquema de las distancias recorridas por el haz sobre la placa de policarbonato, considerando paredes con igual espesor ϵ . (b) Diagrama de los cuatro máximos esperados por la interferencia de las superficies reflectivas. Notar el solapamiento de dos términos coincidentes para dos posiciones.

En la Figura 7.28 se comparan las señales adquiridas con el espectrómetro y con el SHD de una placa. Con el primero sólo se logra detectar el espesor ϵ de las paredes de la placa,

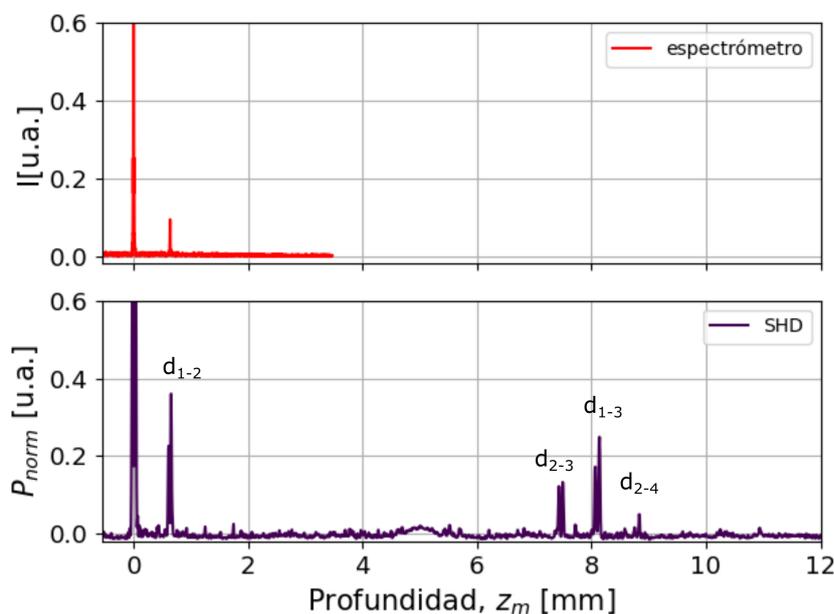


Figura 7.28: Señales de tomografía adquiridas con el espectrómetro y con el SHD de una placa de polipropileno. El espectrómetro sólo es capaz de detectar el término correspondiente al espesor de las paredes d_{1-2} mientras que el SHD permite ver la interferencia de todas las interfaces esperadas.

mientras que con el SHD se observan los tres términos restantes que incluye la distancia entre las caras internas de la placa $d_{int} = d_{2-3}$. La distancia entre las caras externas de la

muestra d_{ext} se puede calcular a partir de d_{int} como $d_{ext} = d_{int} + 2\epsilon$. Para el caso estudiado se hallaron valores $d_{int} = (7,49 \pm 0,07)$ mm y $d_{ext} = (8,33 \pm 0,07)$ mm considerando un índice de refracción típico del policarbonato $n = 1.57$. Estos valores concuerdan con el valor nominal de las placas comercializadas de 8 mm.

7.2.4. Comentarios finales

En este capítulo se desarrolló un SHD-LCI sin partes móviles para medición de topografías y tomografías de materiales. La entrada del detector se realiza mediante fibra óptica, facilitando el uso de distintos interferómetros de medición. Además se desarrolló una interfaz gráfica que permite adquirir las señales así como realizar una inspección rápida de los resultados, procesando las imágenes con el método NCC+gd.

Es útil notar que, si bien para las configuraciones de lentes probadas las imágenes se pueden observar claramente y no se evidencian diferencias notables en el contraste de las franjas de interés, la posición de las mismas respecto al sensor juega un rol relevante para establecer el rango de medición del sistema. En este sentido se buscó configurar la óptica de salida del detector de manera tal de aprovechar todo el haz de iluminación.

Las mediciones aquí analizadas prueban la factibilidad del uso de este detector tanto para perfilometrías de materiales opacos, como para tomografías de materiales semitransparentes en rangos cercanos a los 20 mm, lo que representa una mejora de seis veces respecto a los sistemas convencionales. Es importante destacar además, que dado que los elementos que componen el SHD no difieren en gran medida de los utilizados en los espectrómetros comerciales, el costo del equipo no se verá modificado en gran medida por lo cual resulta atractivo para su aplicación industrial.

Capítulo 8

Conclusiones

En este trabajo se propuso, se desarrolló y caracterizó un nuevo detector para interferometría de baja coherencia y tomografía de coherencia óptica. La motivación principal fue la necesidad de extender el rango dinámico de estas técnicas, de gran interés para aplicaciones industriales donde se requieren equipos robustos y de bajo costo. Si bien en la actualidad existen sistemas que permiten medir distancias del orden de centímetros con la resolución micrométrica característica de la técnica, es necesario utilizar fuentes de luz sintonizables y detectores de alta velocidad como en el caso de swept source-LCI (SS-LCI) cuyos costos son elevados. El uso de sistemas en el dominio de Fourier basados en espectrómetros (SD-LCI) permiten gran velocidad de adquisición sin necesidad de piezas móviles y a bajo costo. Sin embargo, la principal limitación de estos sistemas viene dada por los espectrómetros utilizados para la detección, ya que un incremento del rango de medición por encima de los 3 mm o 4 mm implicaría dispositivos de alto costo que no poseen una amplia oferta en el mercado.

A partir de la idea inicial se desarrolló y diseñó un sistema experimental básico con el cual se demostró la factibilidad de la propuesta. Luego se avanzó sobre esquemas más sofisticados y alternativos con distintas características. El detector heterodino espacial (SHD) aquí desarrollado permite extender el rango de medición, sin aumentar notablemente el costo del equipo. Una de las principales ventajas es la posibilidad de variar los elementos que lo componen para optimizar su funcionamiento según la aplicación en la que se lo desee utilizar. Para estudiar el desempeño del SHD se desarrolló un programa que permite simular numéricamente las señales e imágenes a la salida, con el cual pueden evaluarse los distintos parámetros de interés. Este programa brinda la posibilidad de analizar tanto casos ideales

como escenarios más realistas teniendo en cuenta por ejemplo la eficiencia de las redes de difracción y el perfil de irradiancia de los haces. De esta manera se puede optimizar la configuración y personalizar el montaje del detector según la aplicación para la cual vaya a ser utilizado. Las simulaciones realizadas junto con el montaje experimental permitieron caracterizar el detector. Se estudiaron distintas configuraciones de sus componentes, como por ejemplo la cantidad de líneas de las redes de difracción o el tamaño del sensor utilizado para la adquisición. Además se exploraron diversas configuraciones de operación junto con sus correspondientes rangos de medición, alcanzando niveles entre seis y quince veces mayores a los sistemas convencionales de SD-LCI. El SHD posee la ventaja de adaptar el rango de medición según se desee, pudiendo agregar piezas móviles para incrementarlo de manera simple aunque elevando levemente el costo del equipo.

Para completar el estudio del SHD, se analizaron distintos métodos para el procesamiento de las imágenes adquiridas y la obtención de los parámetros de interés. Se propusieron distintos algoritmos de filtrado que permiten mejorar la calidad de la imagen tanto para la visualización por parte del usuario como para la extracción de información. En particular se desarrolló un filtro adaptativo en dos dimensiones que puede ser utilizado en el procesamiento de imágenes más allá de las adquiridas con el SHD. Cada algoritmo estudiado presenta distintos niveles de complejidad y desempeño, por lo cual la elección del método óptimo dependerá del tipo de señales de entrada que se requiera analizar. Por ejemplo, para señales de interferencia de baja intensidad la combinación entre la correlación cruzada normalizada de la imagen y la aplicación del gradiente permite resaltar señales que no son visibles con otros métodos.

Finalmente se evaluó el desempeño del SHD en mediciones de perfilometría y tomografía de distintos materiales, abarcando distintos rangos de medición y comparándolo con los sistemas convencionales. Para ello se diseñó un montaje experimental que permitía adquirir simultáneamente la señal de interferometría con el SHD y con un espectrómetro, con el cual se logró evidenciar el rango extendido del SHD.

Si bien las ventajas del SHD mostradas en este trabajo son prometedoras, es necesario tener en cuenta las limitaciones que podría presentar el sistema en algunos campos. En particular, el hecho de utilizar dos redes de difracción en una disposición interferométrica resulta en una disminución notable de la intensidad lumínica que llega al sensor, alrededor de un 75 % menos si se compara con los espectrómetros convencionales lo cual puede dificultar

la adquisición de señales de baja intensidad. Además, dado que el rango de medición se relaciona directamente con el ancho del haz de iluminación, se debe considerar el tamaño de la óptica necesaria para evitar efectos de aberraciones. Por otro lado la alineación del sistema debe realizarse cuidadosamente si se desea optimizar el equipo para lo cual puede ser útil montar las redes en plataformas de rotación graduadas, que permitan un mayor control del ángulo de Littrow en el que se ubican.

El detector y los procedimientos aquí desarrollados abren las puertas para una nueva generación de detectores para las técnicas LCI/OCT cuya versatilidad permite no sólo extender el rango de medición según la aplicación sino configurar su diseño para optimizar el costo, la resolución y/o el tamaño de equipo. Una de las perspectivas a futuro es la posibilidad de diseñar equipos multimodales que permitan analizar características espectrales, potenciadas por las ventajas de los espectrómetros por transformada de Fourier, en conjunto con el análisis estructural que brindan las técnicas de interferometría de baja coherencia.

Apéndice A

A.1. Cálculo de la diferencia de fase en el SHD

La intensidad producida por la interferencia de dos ondas planas \vec{k}_1 y \vec{k}_2 con fase inicial cero en un punto \vec{r} del espacio está dada por

$$I \approx (1 + \cos((\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r})). \quad (\text{A.1.1})$$

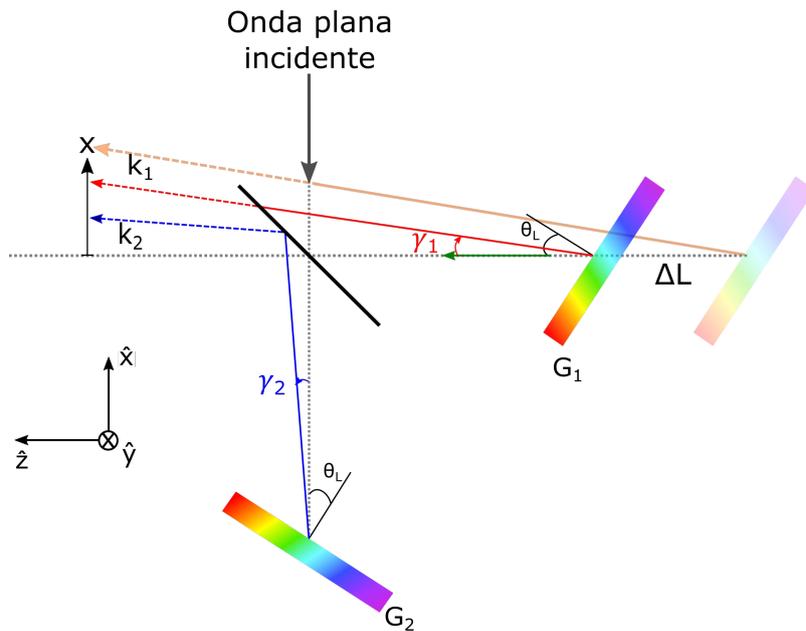


Figura A.1: Esquema de los vectores k_1 y k_2 que generan las señales del SHD.

Para calcular la diferencia de fase $(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}$ generada en el SHD, según el esquema que se muestra en la Figura A.1, es útil expresar las componentes (x, y, z) de $k_{1,2}$

$$\begin{aligned} k_1 &= (|k_1| \text{sen}(\gamma_1), |k_1| \text{cos}(\gamma_1), 0) \\ k_2 &= (-|k_2| \text{sen}(\gamma_2), |k_2| \text{cos}(\gamma_2), 0) \end{aligned} \quad (\text{A.1.2})$$

Realizando el producto $(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}$ se obtiene para la dirección lateral x

$$(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} \approx \frac{2\pi}{\lambda} (\gamma_1 + \gamma_2) x \quad (\text{A.1.3})$$

donde se usó $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. El ángulo γ se halla a partir de la ecuación de la red:

$$(\text{sen}(\theta_L) + \text{sen}(\theta_L - \gamma)) = \frac{m\lambda}{d} \quad (\text{A.1.4})$$

y utilizando la condición de Littrow $2\text{sen}(\theta_L) = \frac{m\lambda_L}{d}$ se despeja $\frac{m}{d} = 2\nu_L \text{sen}(\theta_L)$ con $\nu = \frac{1}{\lambda}$, resultando:

$$\begin{aligned} \text{sen}(\theta_L - \gamma) &= 2\frac{\nu_L}{\nu} \text{sen}(\theta_L) - \text{sen}(\theta_L) \\ \text{sen}(\theta_L) \cos(\gamma) - \text{sen}(\gamma) \cos(\theta_L) &= 2\frac{\nu_L}{\nu} \text{sen}(\theta_L) - \text{sen}(\theta_L) \\ \text{sen}(\theta_L) - \gamma \cos(\theta_L) &\approx 2\frac{\nu_L}{\nu} \text{sen}(\theta_L) - \text{sen}(\theta_L) \\ \gamma \cos(\theta_L) &= \left(2 - 2\frac{\nu_L}{\nu}\right) \text{sen}(\theta_L) \\ \gamma &= 2\text{tg}(\theta_L) \left(\frac{\nu - \nu_L}{\nu}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.1.5})$$

donde se utilizó la aproximación para ángulos γ pequeños ($\text{sen}(\gamma) \approx \gamma$ y $\cos(\gamma) \approx 1$). Cuando las redes se encuentran en el mismo ángulo de Littrow vale $\gamma_1 = \gamma_2$ y se puede expresar (A.1.3) como

$$\begin{aligned} (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} &= 2\pi\nu 4\text{tg}(\theta_L) \left(\frac{\nu - \nu_L}{\nu}\right) x \\ &= 4\text{tg}(\theta_L) (k - k_L) x \end{aligned} \quad (\text{A.1.6})$$

donde se utilizó la relación $k = 2\pi\nu$ y se puede definir $OPD_{het} = 4xtg(\theta_L)$.

Para el caso en el cual las redes no se encuentran a igual distancia del divisor de haces, uno de los haces que llega al sensor presenta una fase adicional dada por el recorrido extra L del haz hacia la red G_1 , como muestra la Figura A.1, resultando:

$$k_1 = k\gamma_1 x + kL \left(\frac{\cos(\theta_L)}{\cos(\gamma - \theta_L)} + 1 \right). \quad (\text{A.1.7})$$

Para γ chico puede aproximarse por $k_1 = k\gamma_1 x + 2kL$ y reemplazando en (A.1.3) se obtiene

$$(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r} = 4tg(\theta_L)(k - k_L)x + k\Delta L \quad (\text{A.1.8})$$

con $\Delta L = 2L$.

A.2. Cálculo teórico de la señal SHD-LCI

La señal de salida I_{het} del SHD está dada por

$$I_{het} = \int_0^\infty S(k) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \quad (\text{A.2.1})$$

donde $S(k)$ representa la señal de entrada. La diferencia de camino óptico del SHD (OPD_{het}) dependerá de la configuración elegida y de los elementos que componen el detector. Para el caso de LCI, la señal de entrada puede modelarse como una señal interferométrica de la forma

$$S(k) = L(k)(1 + \cos(kOPD_m)) \quad (\text{A.2.2})$$

donde $L(k)$ representa el espectro de la fuente de luz utilizada y OPD_m la diferencia de camino óptico del interferómetro de medición, que engloba las distancias de interés.

Reemplazando (A.2.2) en (B.1.1) se obtiene

$$\begin{aligned} I_{het} &= \int_0^\infty S(k) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ I_{het} &= \int_0^\infty L(k)(1 + \cos(kOPD_m)) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &= \int_0^\infty L(k) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &\quad + \int_0^\infty L(k) \cos(kOPD_m) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \\ &= \int_0^\infty L(k) \cos((k - k_L)4xtg(\theta_L)) dk \\ &\quad + \int_0^\infty L(k) \cos(kOPD_m) \cos((k - k_L)4xtg(\theta_L)) dk \\ &= F_1(x) + F_2(x) \end{aligned} \quad (\text{A.2.3})$$

donde se utilizó la relación $OPD_{het} = 4xtg(\theta_L)$ correspondiente a la configuración conven-

cional con dos redes de difracción (ver (A.1.6)). La integral correspondiente a $F_2(x)$ brinda información de las distancias de interés de la muestra.

Por simplicidad se asume una forma gaussiana del espectro de la fuente

$$L(k) = A \exp \left[- \left(\frac{k - k_0}{\Delta k} \right)^2 \right]. \quad (\text{A.2.4})$$

Para resolver la integral del término $F_2(x)$ se utiliza la propiedad del producto entre cosenos

$$\cos(a)\cos(b) = \frac{1}{2}(\cos(a + b) + \cos(a - b)) \quad (\text{A.2.5})$$

resultando

$$\begin{aligned} F_2(x) &= \frac{A}{2} \int_0^\infty e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta k^2}} \cos(kOPD_m + (k - k_L)4xtg\theta_L) dk \\ &+ \frac{A}{2} \int_0^\infty e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta k^2}} \cos(kOPD_m - (k - k_L)4xtg\theta_L) dk. \end{aligned} \quad (\text{A.2.6})$$

Dado que la integral se realiza sobre k , es conveniente reescribir (A.2.6) agrupando los términos dependientes de k

$$F_2(x) = \frac{A}{2} \int_0^\infty e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta k^2}} \cos(k(OPD_m + \alpha) - \alpha k_L) dk \quad (\text{A.2.7})$$

$$+ \frac{A}{2} \int_0^\infty e^{-\frac{(k-k_0)^2}{\Delta k^2}} \cos(k(OPD_m - \alpha) + \alpha k_L) dk \quad (\text{A.2.8})$$

donde se reemplazó al igual que antes $\alpha = 4xtg(\theta_L)$. Al realizar el cambio de variables $u = k - k_0$ resulta

$$\begin{aligned} F_2(x) &= \frac{A}{2} \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{u^2}{\Delta k^2}} \cos(u(OPD_m + \alpha) + k_0(OPD_m + \alpha) - \alpha k_L) du \\ &+ \frac{A}{2} \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{u^2}{\Delta k^2}} \cos(u(OPD_m - \alpha) + k_0(OPD_m - \alpha) + \alpha k_L) du \\ &= \frac{A}{2} \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{u^2}{\Delta k^2}} \cos(a_1 u + a_2) du + \frac{A}{2} \int_{-\infty}^\infty e^{-\frac{u^2}{\Delta k^2}} \cos(\tilde{a}_1 u + \tilde{a}_2) du \end{aligned} \quad (\text{A.2.9})$$

donde en el último paso $a_1 = OPD_m + \alpha$ y $a_2 = k_0(OPD_m + \alpha) - \alpha k_L$ indican la frecuencia del coseno y su fase respectivamente, y $\tilde{a}_1 = OPD_m - \alpha$ y $\tilde{a}_2 = k_0(OPD_m - \alpha) + \alpha k_L$ los análogos para la segunda integral. El límite inferior de la integral puede extenderse hacia $-\infty$ ya que el espectro de la fuente es nulo para $k < 0$. Dada la simetría entre ambas integrales se

resuelve únicamente el primer término utilizando la propiedad de la suma de senos y cosenos:

$$\cos(a \pm b) = \cos(a)\cos(b) \mp \sin(a)\sin(b) \quad (\text{A.2.10})$$

resultando

$$\cos(a_2) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{u^2}{\Delta k^2}} \cos(a_1 u) du - \sin(a_2) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{u^2}{\Delta k^2}} \sin(a_1 u) du \quad (\text{A.2.11})$$

La integral del seno se anula debido a su paridad y la correspondiente al coseno resulta $\cos(a_2) \frac{1}{2} \sqrt{\pi \Delta k^2} e^{-\frac{a_1^2 \Delta k^2}{4}}$. Utilizando la simetría para la integral con \tilde{a}_1 y \tilde{a}_2 se obtiene

$$F_2(x) = \frac{A}{2} \left[\cos(a_2) \frac{1}{2} \sqrt{\pi \Delta k^2} e^{-\frac{a_1^2 \Delta k^2}{4}} + \cos(\tilde{a}_2) \frac{1}{2} \sqrt{\pi \Delta k^2} e^{-\frac{\tilde{a}_1^2 \Delta k^2}{4}} \right] \quad (\text{A.2.12})$$

y reemplazando los valores de $a_{1,2}$ y $\tilde{a}_{1,2}$ se concluye

$$\begin{aligned} F_2(x) = & \frac{A}{2} \sqrt{\pi} \Delta k \cos\left(k_0 OPD_m + (k_0 - k_L) 4xtg\theta_L\right) \exp\left(-\frac{(OPD_m + 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4}\right) \\ & + \frac{A}{2} \sqrt{\pi} \Delta k \cos\left(k_0 OPD_m + (k_L - k_0) 4xtg\theta_L\right) \exp\left(-\frac{(OPD_m - 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.2.13})$$

A.2.1. Caso con variación de fase en SHD

En el caso de que exista una diferencia de fase inicial ΔL en el SHD, la ecuación que modela el sistema (B.1.1) se ve modificada según

$$\begin{aligned} I_{het}(x) &= \int_0^{\infty} S(k) \cos(k OPD_m) \cos((k - k_L) 4xtg(\theta_L) + k \Delta L) dk \\ &= F_1(x) + F_2(x). \end{aligned} \quad (\text{A.2.14})$$

Realizando el mismo procedimiento que para la resolución de (A.2.3) puede llegarse a una expresión como (A.2.9), con $a_1 = OPD_m + \alpha + \Delta L$ y $a_2 = k_0(OPD_m + \alpha \Delta L) - \alpha k_L$ y análogamente $b_1 = OPD_m - \alpha - \Delta L$ y $b_2 = k_0(OPD_m - \alpha - \Delta L) + \alpha k_L$. La resolución

resulta idéntica a (A.2.12) concluyendo

$$\begin{aligned}
 F_2(x) = & B \cos\left(k_0(OPD_m + \Delta L) + (k_0 - k_L)4xtg\theta_L\right) \exp\left(-\frac{(OPD_m + \Delta L + 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4}\right) \\
 & + B \cos\left(k_0(OPD_m - \Delta L) + (k_L - k_0)4xtg\theta_L\right) \exp\left(-\frac{(OPD_m - \Delta L - 4xtg\theta_L)^2 \Delta k^2}{4}\right)
 \end{aligned}
 \tag{A.2.15}$$

con $B = \frac{A\sqrt{\pi}\Delta k}{2}$.

A.2.2. Caso con variación de índice de refracción en la muestra

La diferencia de camino óptico generada en el interferómetro de medición depende de la distancia recorrida por el haz como del índice de refracción del medio en el cual se propaga. Las señales de salida del SHD se verán modificadas de acuerdo a estos parámetros.

Para modelar estos sistemas se consideró el sistema de la Figura A.2. La diferencia de

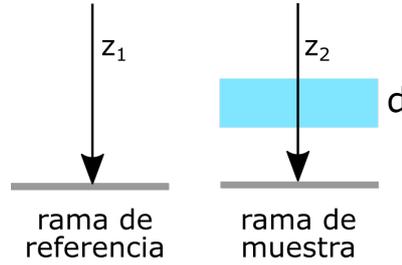


Figura A.2: Esquema de las distancias recorridas en cada rama del interferómetro.

camino óptico se calculó a partir de la distancia recorrida por el haz en cada rama del interferómetro $OPD_m = D_2 - D_1$ con:

$$\begin{aligned}
 D_2 &= 2(z_2 - d + dn) = 2(z_2 + d(n - 1)) \\
 D_1 &= 2z_1
 \end{aligned}
 \tag{A.2.16}$$

obteniendo $OPD_m = 2(\Delta z + d(n - 1))$ con $\Delta z = z_2 - z_1$. Notar que en caso de que no haya un tramo con distinto índice de refracción, sólo se tiene la diferencia de camino dada por el recorrido en aire Δz .

Para hallar la señal de salida del SHD se considera el caso más general donde el índice de refracción depende de la longitud de onda, es decir $n = n(\lambda)$. En los sistemas LCI/OCT,

la existencia de dispersión cromática en la muestra se manifiesta como un ensanchamiento de la señal medida, lo cual disminuye la resolución axial de la técnica [98].

Para analizar cómo se refleja este efecto en las señales del SHD se consideró un índice de refracción variable con k a primer orden [98]:

$$n(k) = n(k_0) + \gamma(k - k_0) \quad (\text{A.2.17})$$

donde k_0 representa el número de onda central considerado para la aproximación.

En la señal inteferométrica típica (A.2.2), el término cosenoidal ante una variación de índice resulta

$$\begin{aligned} \cos(kOPD_m) &= \cos(k(2\Delta z + 2d(n(k) - 1))) \\ &= \cos(2k\Delta z + 2kd(n(k_0) + \gamma(k - k_0) - 1)) \\ &= \cos(2k\Delta z + 2kdn(k_0) + 2k^2\gamma d - 2\gamma k k_0 d - 2kd) \\ &= \cos(2k(\Delta z + d(n(k_0) - \gamma k_0 - 1)) + 2k^2\gamma d) \\ &= \cos(2k(\Delta z + \beta) + 2k^2\gamma d) \end{aligned}$$

donde se denominó $\beta = d(n(k_0) - \gamma k_0 - 1)$. El argumento del coseno presenta para estos casos una dependencia cuadrática con k . Reemplazando esta señal en la ecuación del SHD (B.1.1) se obtiene

$$\begin{aligned} I_{het} &= \int_0^\infty S(k)(1 + \cos(kOPD))\cos((k - k_L)4xtg\theta_L)dk \\ &= \int_0^\infty S(k)(1 + \cos(2k(\Delta z + \beta) + k^2\gamma d))\cos((k - k_L)4xtg\theta_L)dk \quad (\text{A.2.18}) \end{aligned}$$

donde se observa que la distancia de interés Δz se ve modificada por la adición del término β . Para simplificar la notación se toma $D_0 = 2(\Delta z - \beta)$ para los siguientes cálculos:

$$I_{het} = \int_0^\infty S(k)\cos(kD_0 + k^2\gamma d + \alpha(k - k_L))dk + \int_0^\infty S(k)\cos(kD_0 + k^2\gamma d - \alpha(k - k_L))dk. \quad (\text{A.2.19})$$

Es útil reescribir esta ecuación agrupando los términos según la dependencia cuadrática,

lineal o independiente con k :

$$\begin{aligned} I_{het} &= \int_0^{\infty} S(k) \cos(-mk^2 + b_1k + c) dk + \int_0^{\infty} S(k) \cos(-mk^2 + b_2k - c) dk \\ &= I_{het1} + I_{het2} \end{aligned} \quad (\text{A.2.20})$$

Donde $m = d\gamma$, $b_1 = D_0 + \alpha$, $b_2 = D_0 - \alpha$ y $c = -\alpha k_L$. Es útil notar que si no existe un cambio de índice ($d = 0$) o si el mismo no varía con k ($\gamma = 0$) resulta $m = 0$ y se tiene la misma solución que (A.2.13). Los dos términos de A.2.20 corresponden a la señal de la OPD_m y su término espejo por lo cual puede analizarse uno solo para estudiar el comportamiento. La resolución se realiza de la misma manera que para los casos anteriores (A.2.3). La primera integral resulta de la forma

$$I_{het1} = Ae^{f(D_0)} \cos(g(D_0)) \quad (\text{A.2.21})$$

con

$$\begin{aligned} f(D_0) &= -\frac{1}{\frac{4}{\Delta k^2} + m^2 4\Delta k^2} (b_1 + 2k_0m)^2 \\ &= -\frac{1}{\frac{4}{\Delta k^2} + m^2 4\Delta k^2} (D_0 + 2k_0m + 4xtg(\theta_L))^2 \end{aligned} \quad (\text{A.2.22})$$

donde en el último paso se reemplazó b_1 por la expresión dependiente de x para mostrar la semejanza con el exponente hallado anteriormente A.2.13. El factor $e^{f(D_0)}$ representa una gaussiana cuyo ancho dependerá de $\frac{4}{\Delta k^2} + m^2 4\Delta k^2$

El argumento del coseno se puede expresar como

$$\begin{aligned} g(D_0) &= -\alpha^2 \frac{m}{4(\frac{1}{\Delta k^4} + m^2)} \\ &+ \alpha \left(-k_L + \frac{k_0}{\Delta k^4 (\frac{1}{\Delta k^4} + m^2)} - 2D_0 \frac{m}{4(\frac{1}{\Delta k^4} + m^2)} \right) \\ &+ \frac{k_0}{\Delta k^4 (\frac{1}{\Delta k^4} + m^2)} D_0 + \frac{k_0^2}{\Delta k^4 (\frac{1}{\Delta k^4} + m^2)} m - \frac{D_0^2 m}{4(\frac{1}{\Delta k^4} + m^2)} + \text{arctg}(m\Delta k^2) \end{aligned} \quad (\text{A.2.23})$$

En este punto es útil verificar que para los casos donde la muestra no presenta cambios en el índice de refracción o el mismo se puede considerar constante se recupera la solución original (A.2.13).

Para el caso donde $n = 1$ se tiene $\gamma = 0$ en (A.2.17) y por lo tanto $m = 0$, por lo cual de

(A.2.22) resulta

$$f(x) = -\frac{\Delta k^2}{4}(2\Delta z + 4xtg(\theta_L))^2 \quad (\text{A.2.24})$$

y se obtiene la solución original (A.2.13) de la forma gaussiana centrada en $OPD_m = 2\Delta z$ con un ancho dado por $\frac{4}{\Delta k^2}$. El argumento del coseno (A.2.23) no tiene dependencia cuadrática con α quedando una expresión lineal cuya frecuencia depende de la diferencia entre el número de onda central del espectro y el número de onda de Littrow, como en (A.2.13):

$$g(x) = \alpha(k_0 - k_L) + k_0 2\Delta z \quad (\text{A.2.25})$$

Para el caso donde el índice de refracción del medio puede considerarse constante para toda longitud de onda, se tiene $n(k) \approx n$ y por lo tanto:

$$f(x) = -\frac{\Delta k^2}{4}(2(\Delta z - d(n-1)) + 4xtg(\theta_L))^2 \quad (\text{A.2.26})$$

$$g(x) = \alpha(k_0 - k_L) + k_0 2(\Delta z - d(n-1)) \quad (\text{A.2.27})$$

En este caso se observa que el centro de la gaussiana se verá modificado, pero tanto su ancho como la frecuencia del coseno interno no se ven modificados.

En la Figura A.3a se muestran las señales de salida del SHD obtenidas a partir de la resolución numérica de la ecuación (A.2.18) para distintos índices. Se consideró que en una de las ramas del interferómetro de medición el haz atraviesa un vidrio de espesor $d = 300\mu m$ con distinto índice de refracción y además existe una diferencia $\Delta z = 150\mu m$ entre el recorrido del haz en ambas ramas. Se consideró $n_{aire} = 1$ (es decir, sin cambio de medio) y se utilizó un índice de refracción típico para vidrio $n_{vidrio} = 1,5$. La fuente se modeló centrada en $\lambda_0 = 850nm$ con un ancho espectral $\Delta\lambda = 20nm$. Para el SHD se consideraron redes de difracción de 1200l/mm ubicadas tal que la longitud de onda de Littrow coincide con la longitud de onda central del espectro $\lambda_L = \lambda = 0$. Antes la ausencia del vidrio ($n = 1$) el máximo de OPD se encuentra en Δz mientras que ante la presencia del vidrio se observa un corrimiento del pico como era se esperaba de A.2.27.

En la Figura A.3b se muestra el caso donde $\lambda_L \neq \lambda_0$. En este caso se puede observar el coseno que constituye la señal, cuya frecuencia está definida por la diferencia $\lambda_0 - \lambda_L$.

Para el caso con índice $n(k)$, donde el índice de refracción varía con la longitud de onda, no solo la gaussiana cambiará su centro, sino que también lo hará su ancho y el argumento

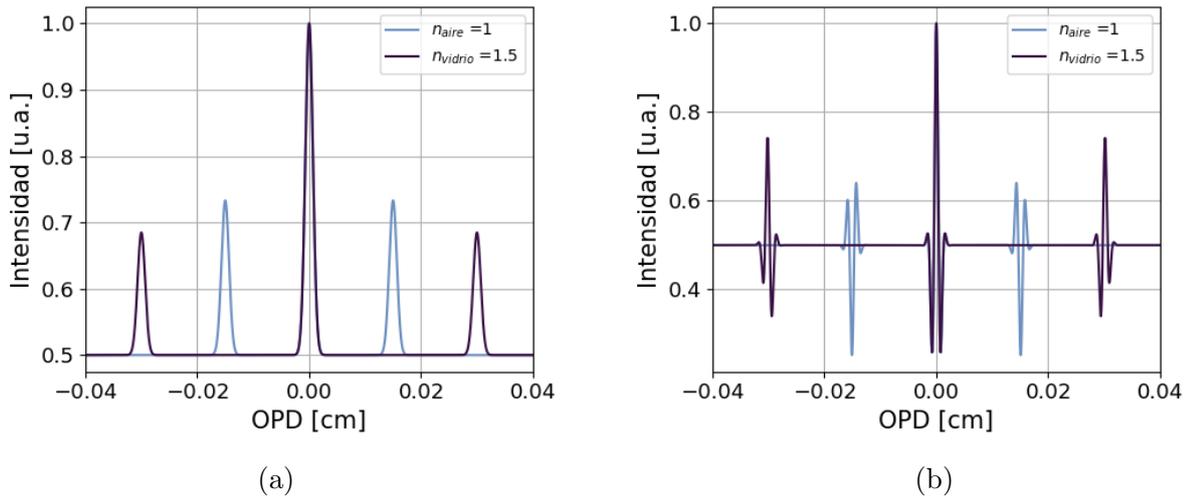


Figura A.3: Salida del SHD para señales LCI con índice constante de distinto valor, para el caso $k \neq k_L$ (a) y $k = k_L$ (b) donde se evidencia la forma cosenoidal.

del coseno ya no será lineal con x sino que tendrá una dependencia de mayor orden. El efecto dispersivo será más pronunciado cuanto mayor sea $m = d\gamma$, es decir, cuanto mayor distancia d recorra el haz en el medio o cuanto mayor sea la variación del índice con la longitud de onda (dada por γ)

Para analizar el efecto de la dispersión cromática, se simuló numéricamente las señales del SHD para una señal interferométrica con $d = 3\text{mm}$ y $\Delta z = 100\mu\text{m}$, para dos medios dispersivos (BK7 y NSF8) y para el caso sin cambio de índice $n = 1$. La fuente en este caso se modeló con un ancho espectral $\Delta\lambda = 50\text{nm}$. El índice de los vidrios se modeló a partir de la ecuación de Sellmeier para cada uno, en el rango de longitudes de onda utilizadas. En la Figura A.4a se muestran las señales obtenidas. Se observa que cuanto mayor es la dispersión del material, mayor es la OPD medida y además mayor es su ensanchamiento. En la Figura A.4b se grafican las señales centradas para apreciar el ensanchamiento en detalle.

Para evidenciar el cambio en la frecuencia del coseno que conforma la señal dado por (A.2.23) es útil comparar para un mismo material, la señal que se obtiene al tomar $n = n(\lambda)$ y el índice constante a orden cero. Para esto se utilizó el vidrio NSF8 cuyo índice es aproximadamente $n = 1,67$ a 850nm . Para visualizar mejor el efecto dispersivo, se consideró una longitud de onda de Littrow de 800nm (es decir que difiere en 50nm de la longitud de onda central del espectro). Esto genera una mayor frecuencia del coseno y por lo tanto pueden observarse un mayor número de períodos, permitiendo ver la variación en la frecuencia. En la Figura A.5a se grafican ambas señales superpuestas. Se puede observar el cambio en el ancho de sus envolventes lo cual hace visible una mayor cantidad de períodos del coseno en el caso

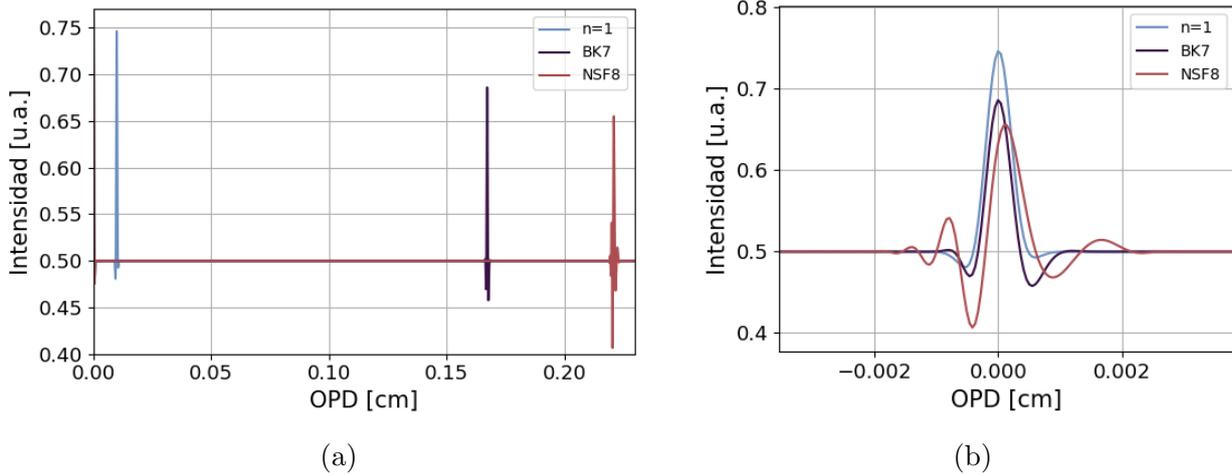
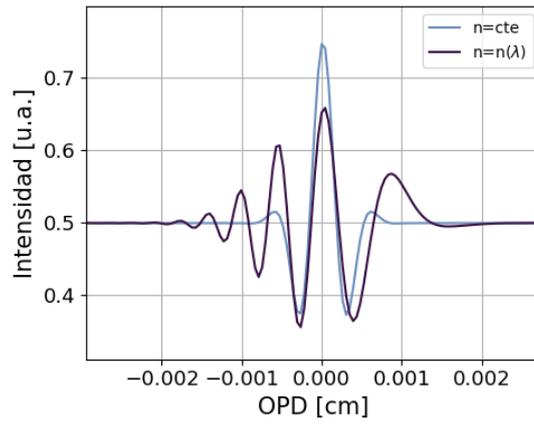


Figura A.4: (a) Salida del SHD para señales LCI con distintos índices de refracción. (b) Señales superpuestas donde se evidencia el cambio en el ancho dado por la dispersión.

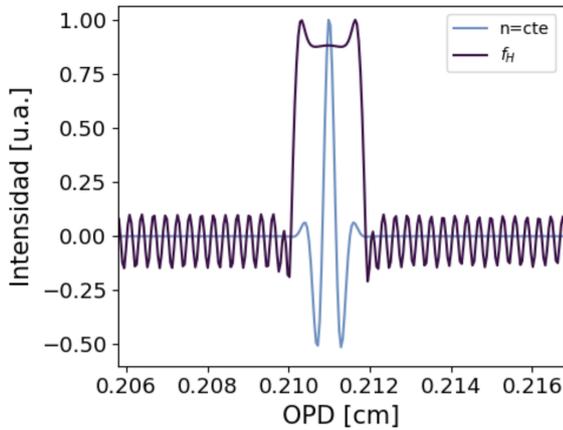
de utilizar el índice completo del NSF8. Para evidenciar el cambio en la frecuencia interna del coseno se puede analizar la transformada de Hilbert de la señal. La misma nos permite obtener tanto la envolvente, la cual permite estudiar el cambio en el ancho de la señal, así como la frecuencia instantánea de la señal. Esta frecuencia corresponde a la derivada de la fase del coseno, por lo tanto, para un coseno de la forma $\cos(\omega t + \phi)$ se obtendrá una frecuencia constante ω mientras que si el argumento es de mayor orden ($\cos(\omega t^2 + \phi)$) la frecuencia se verá modificada.

En las Figuras A.5b y A.5c se muestra la frecuencia dada por la transformada de Hilbert para el caso con índice constante $n = 1,67$ y con índice variable respectivamente. En el caso de índice fijo, se observa que la frecuencia se mantiene constante en la zona de interés, lo cual concuerda con lo esperado según (A.2.27). Para el otro caso, donde se utilizó el índice de refracción dependiente de λ del NSF8, calculado a partir de la ecuación de Sellmeier para ese material, se observa que la frecuencia decae linealmente lo cual concuerda con el orden cuadrático del argumento del coseno que se detalla en (A.2.23).

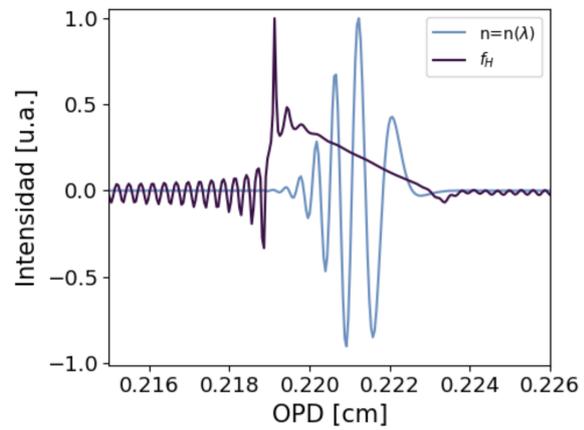
Para estudiar la oscilación interna y extraer información de la variación de frecuencia del coseno es útil utilizar un k_L distinto al k_0 de esta manera la frecuencia es mayor y pueden entrar más oscilaciones dentro de la gaussiana. El hecho de que exista una variación en la frecuencia del coseno provee información sobre el comportamiento del índice de refracción para las longitudes de onda utilizadas. Esta información puede ser útil, por ejemplo, para distinguir el origen de un ensanchamiento en las señales adquiridas: si es el resultado de un recorte espectral, el coseno interno no presentará variación en su frecuencia. Si por el



(a)



(b)



(c)

Figura A.5: (a) Salida del SHD considerando el índice del vidrio NSF8 constante y variable. (b) y (c) Frecuencia instantánea hallada a partir de la transformada de Hilbert de la señal para índice constante y variable respectivamente.

contrario, se evidencia un cambio en la frecuencia del coseno, se está en presencia de un medio dispersivo.

El orden de la variación de índice brinda información sobre la aproximación que puede realizarse sobre el mismo. Al calcularse como la derivada del argumento, una variación de frecuencia lineal presupone que el argumento tiene una dependencia cuadrática con la OPD, y por ende el índice de refracción puede aproximarse a primer orden, como el caso analizado a partir de (A.2.17).

Es útil notar que para extraer este tipo de información, se debe configurar el SHD tal que $k_L \neq k_0$ para que se evidencia la forma cosenoidal con una cantidad de períodos suficientes para poder analizar su frecuencia.

Apéndice B

B.1. Programa para simulaciones numéricas de SHD-LCI

Para analizar el funcionamiento del SHD para señales LCI se desarrolló un programa en Python que permite realizar simulaciones numéricas en distintas configuraciones de manera sencilla y eficiente. El mismo consta de dos partes principales: la generación de la señal LCI y el cálculo de la señal a la salida del SHD. Todo el algoritmo fue desarrollado por módulos para facilitar el acceso y la configuración de los parámetros necesarios, brindando además la posibilidad de añadir nuevas funcionalidades. A continuación se describen brevemente los parámetros principales de cada una de las secciones.

B.1.1. Generación de señal LCI

El diagrama general de esta parte se muestra en la Figura B.1. Con el objetivo de estudiar el desempeño del SHD antes distintas señales LCI, se diseñó una función que ensambla el factor espectral $L(k)$ de la fuente de luz con el factor interferométrico para obtener una señal de tipo $I(z) \approx L(k)(1 + \cos(kOPD_m))$ donde OPD_m es la diferencia de camino óptico en el interferómetro.

Para el factor espectral se puede optar por utilizar un espectro de tipo gaussiano definiendo el ancho de banda $\Delta\lambda$ y la longitud de onda central λ_0 de la fuente o bien cargar un espectro medido en formato '.txt' o '.npy'. La señal LCI se definió a partir de un modelo simplificado de un interferómetro de Michelson, con espejos en ambas ramas a distancia d de un divisor de haces, generando una diferencia de camino óptico $OPD_m = 2d$, en una de las cuales puede agregarse un tramo d_n con distinto índice de refracción n . El programa tiene precargados los modelos de índice de refracción en función de la longitud de onda para el aire

y para dos vidrios (BK7 y NSF8) dado por las ecuaciones de Sellmeier, así como también permite configurar un índice de refracción constante. Una vez elegido el índice el programa calcula la OPD resultante para el rango espectral establecido para la fuente. Por último la señal LCI ensamblada se multiplica por un factor de normalización tal que la integral de toda la señal sea unitaria.

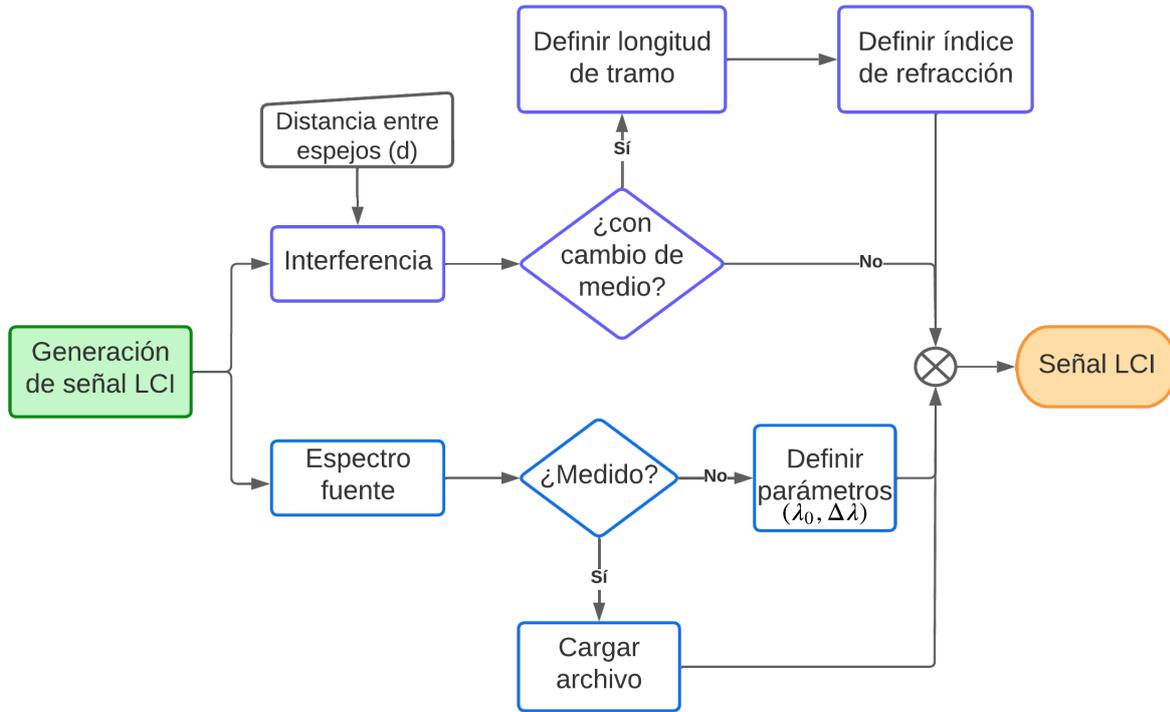


Figura B.1: Diagrama del proceso para generar la señal LCI.

B.1.2. Cálculo de salida del SHD

Esta sección del programa consiste en calcular el interferograma del SHD, es decir realizar la integral

$$I_{het} = \int_0^{\infty} S(k) \cos((k - k_L)OPD_{het}) dk \quad (B.1.1)$$

para lo cual es necesario definir el rango espectral de trabajo del SHD y su diferencia de camino óptico OPD_{het} . Estos parámetros dependerán de la configuración del SHD elegida y de los componentes que se quieran estudiar. El esquema de procesamiento de esta parte se muestra en la Figura B.2 Entre las principales entradas a definir por el usuario se encuentran las características y posición de las redes: cantidad de líneas por milímetro, eficiencia,

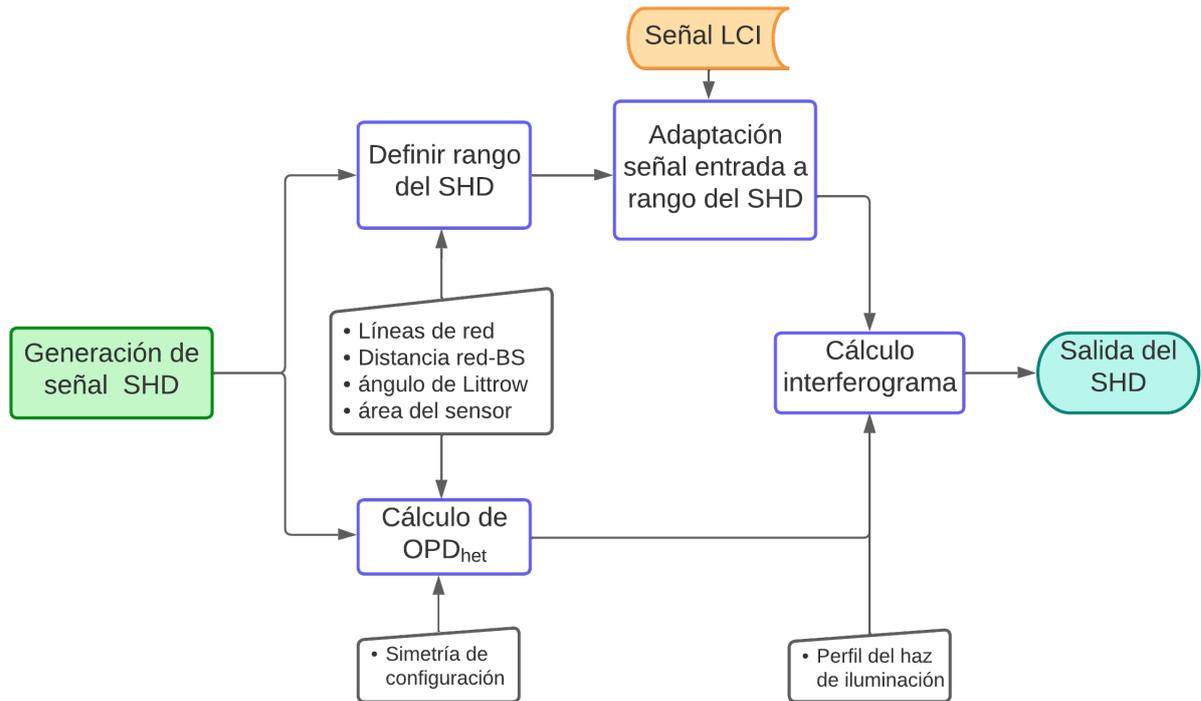


Figura B.2: Diagrama del proceso para calcular la salida del SHD.

distancia al divisor de haces, ángulo de Littrow e inclinación en el eje vertical (ángulo α). Estas propiedades junto al tamaño del sensor definirán geoméricamente el rango espectral del SHD. Antes de calcular el interferograma, la señal LCI de entrada debe ser adaptada a este rango espectral de manera tal que se extiende o se acota a los límites del detector. En este paso el programa calcula la mínima cantidad de puntos necesarios para que la señal se encuentre bien muestreada y no exista un efecto de aliasing al realizar los cálculos posteriores, de manera tal que el tiempo de procesamiento no sea excesivo. Un factor importante a calcular es la diferencia de camino del SHD OPD_{het} , la cual depende de la simetría de la configuración elegida (esquema de dos redes o red y espejo) y de las características de las redes elegidas (por el ángulo de Littrow).

Finalmente para calcular el interferograma se tendrá en cuenta el perfil de intensidad del haz elegido, en el cual se puede optar por una configuración constante, para un análisis más ideal del sistema, o un perfil gaussiano para un sistema más realista. Cada uno de estos perfiles modificará el tipo de normalización realizado que permitirá comparar distintos escenarios.

La salida del sistema consiste en un vector de dos dimensiones, cuyas filas corresponden a la intensidad de la señal en función de la posición lateral del detector x , para las distintas

alturas elegidas y . Esta salida permite analizar tanto la señal unidimensional (para un única y) como formar la imagen completa que se verá en el sensor. Es útil notar que la señal tendrá la mínima cantidad de puntos que aseguran un buen muestreo, a partir de la cual puede interpolarse una señal con alta resolución para luego segmentarla en la cantidad de píxeles deseados.

Bibliografía

- [1] John M. Harlander, R. J. Reynolds, and F. L. Roesler. Spatial heterodyne spectroscopy for the exploration of diffuse interstellar emission lines at far-ultraviolet wavelengths. *Astrophysical Journal*, 396(2):730–740, 1992.
- [2] Thorlabs. *DCx Camera Functional Description and SDK Manual*. 2018.
- [3] S. Wietzke, C. Jördens, N. Krumbholz, B. Baudrit, M. Bastian, and M. Koch. Terahertz imaging: A new non-destructive technique for the quality control of plastic weld joints. *Journal of the European Optical Society*, 2007.
- [4] Colin D. Lockard. Anomaly Detection in Radiographic Images of Composite Materials Via Crosshatch Regression. *CEUR Workshop Proceedings*, 2015.
- [5] René Van Grieken and Koen Janssens. *Cultural Heritage Conservation and Environmental Impact Assessment by Non-Destructive Testing and Micro-Analysis*. Routledge, sep 2005.
- [6] S. Gholizadeh. A review of non-destructive testing methods of composite materials. *Procedia Structural Integrity*, 1:50–57, 2016.
- [7] Kiyoshi Koyama, Hiroshi Hoshikawa, and Gouki Kojima. Eddy current nondestructive testing for carbon fiber-reinforced composites. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, 2013.
- [8] T.H.T. Chan, L. Yu, H.Y. Tam, Y.Q. Ni, S.Y. Liu, W.H. Chung, and L.K. Cheng. Fiber Bragg grating sensors for structural health monitoring of Tsing Ma bridge: Background and experimental observation. *Engineering Structures*, 28(5):648–659, apr 2006.

- [9] G. Thursby, B. Sorazu, D. Betz, M. Staszewski, and B. Culshaw. The Use of Fibre Optic Sensors for Damage Detection and Location in Structural Materials. *Applied Mechanics and Materials*, 1-2:191–196, sep 2004.
- [10] Carosena Meola and Giovanni Maria Carlomagno. Application of infrared thermography to adhesion science. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 20(7):589–632, jan 2006.
- [11] S Sfarra, C Ibarra-Castanedo, N P Avdelidis, M Genest, L Bouchagier, D Kourousis, A Tsimogiannis, A Anastassopoulous, A Bendada, X Maldague, D Ambrosini, and D Paoletti. A comparative investigation for the nondestructive testing of honeycomb structures by holographic interferometry and infrared thermography. *Journal of Physics: Conference Series*, 214:012071, mar 2010.
- [12] D Francis, R P Tatam, and R M Groves. Shearography technology and applications: a review. *Measurement Science and Technology*, 21(10):102001, oct 2010.
- [13] Lianxiang Yang and Xin Xie. *Digital Shearography: New Developments and Applications*. SPIE, apr 2016.
- [14] Andrew K. Dunn. Laser Speckle Contrast Imaging of Cerebral Blood Flow. *Annals of Biomedical Engineering*, 40(2):367–377, feb 2012.
- [15] Schurr, Kunert, Arezzo, and Buess. The Role and Future of Endoscopic Imaging Systems. *Endoscopy*, 31(7):557–562, sep 1999.
- [16] Wolfgang Steinchen and Lianxiang Yang. *Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry*. SPIE Publications, 2003.
- [17] A. F. Fercher, K. Mengedoht, and W. Werner. Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light. *Optics Letters*, 1988.
- [18] B. W. Colston, U. S. Sathyam, L. B. DaSilva, M. J. Everett, P. Stroeve, and L. L. Otis. Dental OCT. *Optics Express*, 1998.
- [19] Adrian Gh. Podoleanu, John A. Rogers, David A. Jackson, and Shane Dunne. Three dimensional OCT images from retina and skin. *Optics Express*, 2000.

- [20] Ik Kyung Jang, Brett E. Bouma, Dong Heon Kang, Seung Jung Park, Seong Wook Park, Ki Bae Seung, Kyu Bo Choi, Milen Shishkov, Kelly Schlendorf, Eugene Pomerantsev, Stuart L. Houser, H. Thomas Aretz, and Guillermo J. Tearney. Visualization of coronary atherosclerotic plaques in patients using optical coherence tomography: Comparison with intravascular ultrasound. *Journal of the American College of Cardiology*, 2002.
- [21] Nikunj Shah, Bassey Ussen, and Michael Mahmoudi. Adjunctive intra-coronary imaging for the assessment of coronary artery disease. *JRSM Cardiovascular Disease*, 5:204800401665814, jan 2016.
- [22] M. W. Jenkins, A. R. Duke, S. Gu, Y. Doughman, H. J. Chiel, H. Fujioka, M. Watanabe, E. D. Jansen, and A. M. Rollins. Optical pacing of the embryonic heart. *Nature Photonics*, 2010.
- [23] Nam-Hyun Cho, Un-Sang Jung, Hyeong-Il Kwon, Hyo-Sang Jeong, and Jee-Hyun Kim. Development of SD-OCT for Imaging the in vivo Human Tympanic Membrane. *Journal of the Optical Society of Korea*, 15(1):74–77, mar 2011.
- [24] Ganga H. Karunamuni, Shi Gu, Matthew R. Ford, Lindsay M. Peterson, Pei Ma, Yves T. Wang, Andrew M. Rollins, Michael W. Jenkins, and Michiko Watanabe. Capturing structure and function in an embryonic heart with biophotonic tools. *Frontiers in Physiology*, 5, sep 2014.
- [25] Neil Sim and David Parker. Critical design issues in the targeted molecular imaging of cell surface receptors. *Chemical Society Reviews*, 44(8):2122–2134, 2015.
- [26] Mark Bashkansky, Phillip R. Battle, Michael D. Duncan, Manfred Kahn, and J. Reintjes. Subsurface defect detection in ceramics using an optical gated scatter reflectometer. *Journal of the American Ceramic Society*, 1996.
- [27] Hungyen Lin, Zijian Zhang, Daniel Markl, J. Axel Zeitler, and Yaochun Shen. A review of the applications of OCT for analysing pharmaceutical film coatings. *Applied Sciences (Switzerland)*, 8(12):1–12, 2018.
- [28] J. C. Clements, A. V. Zvyagin, K. K.M.B.D. Silva, T. Wanner, D. D. Sampson, and W. A. Cowling. Optical coherence tomography as a novel tool for non-destructive measurement of the hull thickness of lupin seeds. *Plant Breeding*, 2004.

- [29] Joy P. Dunkers, Frederick R. Phelan, Daniel P. Sanders, Matthew J. Everett, William H. Green, Donald L. Hunston, and Richard S. Parnas. The application of optical coherence tomography to problems in polymer matrix composites. *Optics and Lasers in Engineering*, 2001.
- [30] Christian R. Petersen, Narayanan Rajagopalan, Christos Markos, Niels M. Israelsen, Peter J. Rodrigo, Getinet Woyessa, Peter Tidemand-Lichtenberg, Christian Pedersen, Claus E. Weinell, Søren Kiil, and Ole Bang. Non-Destructive Subsurface Inspection of Marine and Protective Coatings Using Near- and Mid-Infrared Optical Coherence Tomography. *Coatings*, 11(8):877, jul 2021.
- [31] Erkki Alarousu, Leszek Krehut, Tuukka Prykäri, and Risto Myllylä. Study on the use of optical coherence tomography in measurements of paper properties. *Measurement Science and Technology*, 16(5):1131–1137, may 2005.
- [32] P. Casaubieilh, H. D. Ford, S. W. James, and R. P. Tatam. Optical coherence tomography with a Fizeau interferometer configuration. In *Nano- and Micro-Metrology*, 2005.
- [33] J. C. Jasapara. Non-invasive characterization of microstructured optical fibers using Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, 2005.
- [34] Zhigang Yang, Zhenyu Gu, Bing Liu, Dan Zhang, Liuying Wu, Jinying Wang, Jia Li, Wei Yan, and Junle Qu. Nondestructive in situ detection of microbubble defects in the screen by optical coherence tomography. *The European Physical Journal Special Topics*, 231(4):613–620, may 2022.
- [35] Purnananda Nandi, Zilun Chen, Agata Witkowska, William J. Wadsworth, Timothy A. Birks, and Jonathan C. Knight. Characterization of a photonic crystal fiber mode converter using low coherence interferometry. *Optics Letters*, 34(7):1123, apr 2009.
- [36] Seung-Woo Kim and Gee-Hong Kim. Thickness-profile measurement of transparent thin-film layers by white-light scanning interferometry. *Applied Optics*, 1999.
- [37] A. Dubois, A. C. Boccara, and M. Lebec. Real-time reflectivity and topography imagery of depth-resolved microscopic surfaces. *Optics Letters*, 1999.

- [38] Santiago Costantino, Oscar E. Martínez, and Jorge R. Torga. Wide band interferometry for thickness measurement. *Optics Express*, 11(8):952, 2003.
- [39] Jakub Czajkowski, Tuukka Prykäri, Erkki Alarousu, Jaakko Palosaari, and Risto Myllylä. Optical coherence tomography as a method of quality inspection for printed electronics products. *Optical Review*, 17(3):257–262, may 2010.
- [40] Molly Subhash Hrebesh, Yuuki Watanabe, and Manabu Sato. Profilometry with compact single-shot low-coherence time-domain interferometry. *Optics Communications*, 281(18):4566–4571, 2008.
- [41] Haydn Martin, Prashant Kumar, Andrew Henning, and Xiangqian Jiang. Extended subsurface imaging in industrial OCT using ‘non-diffracting’ Bessel beams. *CIRP Annals*, 69(1):493–496, 2020.
- [42] Piotr Targowski and Maciej Wojtkowski. Optical Coherence Tomography for Artwork Diagnostics. *Laser Chemistry*, 2006:1–11, 2006.
- [43] Desmond C. Adler, Jens Stenger, Iwona Gorczynska, Henry Lie, Teri Hensick, Ron Spronk, Stephan Wolohojian, Narayan Khandekar, James Y. Jiang, Scott Barry, Alex E. Cable, Robert Huber, and James G. Fujimoto. Comparison of three-dimensional optical coherence tomography and high resolution photography for art conservation studies. *Optics Express*, 15(24):15972, nov 2007.
- [44] Piotr Targowski, Magdalena Iwanicka, Marcin Sylwestrzak, Cecilia Frosinini, Jana Striova, and Raffaella Fontana. Using Optical Coherence Tomography to Reveal the Hidden History of The Landsdowne Virgin of the Yarnwinder by Leonardo da Vinci and Studio. *Angewandte Chemie International Edition*, 57(25):7396–7400, jun 2018.
- [45] Bogumiła J Rouba, Paweł Karaszkiwicz, L. Tyimińska-Widmer, Magdalena Iwanicka, Michalina Góra, Ewa Kwiatkowska, and Piotr Targowski. Optical Coherence Tomography for Non-Destructive Investigations of Structure of Objects of Art. In *9th International Conference on NDT of Art*, Jerusalem, 2008.
- [46] Martine Boccara, Wilfrid Schwartz, Elvire Guiot, Guillaume Vidal, Rosine De Paepe, Arnaud Dubois, and Albert Claude Boccara. Early chloroplastic alterations analysed by

- optical coherence tomography during a harpin-induced hypersensitive response. *Plant Journal*, 2007.
- [47] Chuanwu Xi, Daniel L. Marks, Devang S. Parikh, Lutgarde Raskin, and Stephen A. Boppart. Structural and functional imaging of 3D microfluidic mixers using optical coherence tomography. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2004.
- [48] Norihiko Nishizawa and Masahito Yamanaka. OCT: Ultrahigh Resolution Optical Coherence Tomography at Visible to Near-Infrared Wavelength Region. In *Multidisciplinary Computational Anatomy*, pages 305–313. Springer Singapore, Singapore, 2022.
- [49] W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kärtner, C. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto. In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography. *Optics Letters*, 1999.
- [50] R Leitgeb, C. Hitzenberger, and Adolf Fercher. Performance of fourier domain vs time domain optical coherence tomography. *Optics Express*, 11(8):889, apr 2003.
- [51] S. Yun, G. Tearney, B. Bouma, B. Park, and Johannes de Boer. High-speed spectral-domain optical coherence tomography at 1.3 μm wavelength. *Optics Express*, 11(26):3598, dec 2003.
- [52] David Huang, E. Swanson, C. Lin, J. Schuman, W. Stinson, Warren Chang, M. Hee, T Flotte, Kenton Gregory, C. Puliafito, and Al. Et. Optical coherence tomography. *Science*, 254(5035):1178–1181, nov 1991.
- [53] Adrian Bachmann, Rainer Leitgeb, and Theo Lasser. Heterodyne Fourier domain optical coherence tomography for full range probing with high axial resolution. *Optics Express*, 14(4):1487, 2006.
- [54] Bernhard Baumann, Michael Pircher, Erich Götzinger, and Christoph K. Hitzenberger. Full range complex spectral domain optical coherence tomography without additional phase shifters. *Optics Express*, 15(20):13375, 2007.
- [55] M. Wojtkowski, A. Kowalczyk, R. Leitgeb, and A. F. Fercher. Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging. *Optics Letters*, 27(16):1415, 2002.

-
- [56] Adrian Bradu and Adrian Gh. Podoleanu. Attenuation of mirror image and enhancement of the signal-to-noise ratio in a Talbot bands optical coherence tomography system. *Journal of Biomedical Optics*, 16(7):076010, 2011.
- [57] Petr Bouchal, Adrian Bradu, and Adrian Gh. Podoleanu. Gabor fusion technique in a Talbot bands optical coherence tomography system. *Optics Express*, 20(5):5368, 2012.
- [58] Santiago Cerrotta, Eneas N. Morel, Fernando C. Alvira, and Jorge R. Torga. Large Axial Range Frequency-Domain Optical Low Coherence Interferometry. *IEEE Photonics Technology Letters*, 31(2):125–128, jan 2019.
- [59] Shaozhen Song, Jingjiang Xu, and Ruikang K. Wang. Long-range and wide field of view optical coherence tomography for in vivo 3D imaging of large volume object based on akinetic programmable swept source. *Biomedical Optics Express*, 7(11):4734, 2016.
- [60] Eneas N. Morel, Nélide A. Russo, Jorge R. Torga, and Ricardo Duchowicz. Interferometric system based on swept source-optical coherence tomography scheme applied to the measurement of distances of industrial interest. *Optical Engineering*, 55(1):014105, jan 2016.
- [61] Zhao Wang, Benjamin Potsaid, Long Chen, Chris Doerr, Hsiang-Chieh Lee, Torben Nielson, Vijaysekhar Jayaraman, Alex E. Cable, Eric Swanson, and James G. Fujimoto. Cubic meter volume optical coherence tomography. *Optica*, 3(12):1496, 2016.
- [62] Maciej Wojtkowski, Rainer Leitgeb, Andrzej Kowalczyk, Tomasz Bajraszewski, and Adolf F. Fercher. In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography. *Journal of Biomedical Optics*, 7(3):457, 2002.
- [63] 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.
- [64] B. Golubovic, B. E. Bouma, G. J. Tearney, and J. G. Fujimoto. Optical frequency-domain reflectometry using rapid wavelength tuning of a Cr^{4+} :forsterite laser. *Optics Letters*, 22(22):1704, nov 1997.
- [65] S. R. Chinn, E. A. Swanson, and J. G. Fujimoto. Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source. *Optics Letters*, 22(5):340, mar 1997.

- [66] F. Lexer, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher, and M. Kulhavy. Wavelength-tuning interferometry of intraocular distances. *Applied Optics*, 36(25):6548, sep 1997.
- [67] 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, sep 2003.
- [68] 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, nov 2003.
- [69] Robert Huber, Desmond C. Adler, and James G. Fujimoto. Buffered Fourier domain mode locking: unidirectional swept laser sources for optical coherence tomography imaging at 370,000 lines/s. *Optics Letters*, 31(20):2975, oct 2006.
- [70] Christophe Dorrer, Nadia Belabas, Jean-Pierre Likforman, and Manuel Joffre. Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(10):1795, 2000.
- [71] Wolfgang Drexler and James G. Fujimoto. *Optical coherence tomography: Technology and applications, second edition*. Springer International Publishing, jan 2015.
- [72] P. Hariharan. *Basics of Interferometry*. Elsevier, 2007.
- [73] Robert John Bell. *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*. Elsevier, 1972.
- [74] John M. Harlander and F. L. Roesler. Spatial heterodyne spectroscopy: a novel interferometric technique for ground-based and space astronomy. 1235(5):622–633, 1990.
- [75] Alina Zettner, Ardian B. Gojani, Thomas Schmid, and Igor B. Gornushkin. Evaluation of a spatial heterodyne spectrometer for raman spectroscopy of minerals. *Minerals*, 10(2):1–16, 2020.
- [76] Nathaniel R. Gomer, Christopher M. Gordon, Paul Lucey, Shiv K. Sharma, J. Chance Carter, and S. Michael Angel. Raman spectroscopy using a spatial heterodyne spectrometer: Proof of concept. *Applied Spectroscopy*, 65(8):849–857, 2011.

- [77] Nirmal Lamsal and S. Michael Angel. Deep-ultraviolet Raman measurements using a spatial heterodyne Raman spectrometer (SHRS). *Applied Spectroscopy*, 69(5):525–534, 2015.
- [78] Nirmal Lamsal, Shiv K. Sharma, Tayro E. Acosta, and S. Michael Angel. Ultraviolet stand-off Raman measurements using a gated spatial heterodyne raman spectrometer. *Applied Spectroscopy*, 70(4):666–675, 2016.
- [79] M J Foster, J Storey, and M A Zntile. Spatial-heterodyne spectrometer for transmission-Raman observations. 25(2):1598–1604, 2017.
- [80] Miles Egan, Shiv K. Sharma, and Tayro E. Acosta-Maeda. Modified spatial heterodyne Raman spectrometer for remote-sensing analysis of organics. (October 2018):21, 2018.
- [81] Patrick D. Barnett and S. Michael Angel. Miniature Spatial Heterodyne Raman Spectrometer with a Cell Phone Camera Detector. *Applied Spectroscopy*, 71(5):988–995, may 2017.
- [82] D.M. Koller, G. Hanneschläger, M. Leitner, and J.G. Khinast. Non-destructive analysis of tablet coatings with optical coherence tomography. *European Journal of Pharmaceutical Sciences*, 44(1-2):142–148, sep 2011.
- [83] Kaipachery Nirmal, Sridharan Rengaswamy, Sripadmanaban Sriram, Jayant Murthy, Suresh Ambily, and Margarita Safonova. Design and modeling of a tunable spatial heterodyne spectrometer for emission line studies. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 4(02):1, may 2018.
- [84] Christoph R. Englert, David D. Babcock, and John M. Harlander. Doppler asymmetric spatial heterodyne spectroscopy (DASH): Concept and experimental demonstration. *Applied Optics*, 46(29):7297–7307, 2007.
- [85] Jilin Liu, Daikang Wei, Yajun Zhu, Martin Kaufmann, Friedhelm Olschewski, Klaus Mantel, Jiyao Xu, and Martin Riese. Effective wind and temperature retrieval from Doppler asymmetric spatial heterodyne spectrometer interferograms. *Applied Optics*, 57(30):8829, 2018.
- [86] Martin Kaufmann, Friedhelm Olschewski, Klaus Mantel, Oliver Wroblowski, Jilin Liu, Michael Deiml, Qiuyu Chen, Ulrike Lembke, Saroj Mihalik, Brian Solheim, Gordon

- Shepherd, Ralf Koppmann, and Martin Riese. Optical design and performance analysis of a CubeSat-sized limb sounder utilizing a spatial heterodyne spectrometer for the measurement of mesospheric temperature. 11180(October 2018):132, 2019.
- [87] Igor B. Gornushkin, Ben W. Smith, Ulrich Panne, and Nicolás Omenetto. Laser-induced breakdown spectroscopy combined with spatial heterodyne spectroscopy. *Applied Spectroscopy*, 68(9):1076–1084, 2015.
- [88] Christoph R. Englert, John M. Harlander, David D. Babcock, Michael H. Stevens, and David E. Siskind. Doppler asymmetric spatial heterodyne spectroscopy (DASH): an innovative concept for measuring winds in planetary atmospheres. *Atmospheric Optical Modeling, Measurement, and Simulation II*, 6303(September 2006):63030T, 2006.
- [89] Daikang Wei, Yajun Zhu, Jilin Liu, Qiucheng Gong, Martin Kaufmann, Friedhelm Olschewski, Peter Knieling, Jiyao Xu, Ralf Koppmann, and Martin Riese. Thermally stable monolithic Doppler asymmetric spatial heterodyne interferometer: optical design and laboratory performance. *Optics Express*, 28(14):19887, 2020.
- [90] Matthias Lenzner and Jean-Claude Diels. Concerning the Spatial Heterodyne Spectrometer. *Optics Express*, 24(2):1829, jan 2016.
- [91] Gergely Németh and Áron Pekker. New design and calibration method for a tunable single-grating spatial heterodyne spectrometer. *Optics Express*, 28(15):22720, 2020.
- [92] Alan V. Oppenheim, Ronald W. Schaffer, and John R. Buck. *Tratamiento de señales en tiempo discreto*. Prentice Hall, 2da edition, 2000.
- [93] Rafael C. Gonzalez and Richard E. Woods. *Digital Image Processing*. Pearson, 2018.
- [94] Donald J. Bone, H A Bachor, and R. John Sandeman. Fringe-pattern analysis using a 2-D Fourier transform. *Applied optics*, 25(10):1653, may 1986.
- [95] Mitsuo Takeda, Hideki Ina, and Seiji Kobayashi. Fourier-Transform Method of Fringe-Pattern Analysis for Computer-Based Topography and Interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72(1):156–160, 1982.
- [96] Paulo S. R. Diniz. *Adaptive Filtering*. Springer International Publishing, Cham, 2020.
- [97] J P Lewis. Fast Normalized Cross-Correlation. *Vision Interface*, 1995(1):1–7, 1995.

- [98] Pavel Pavlíček and Jan Soubusta. Measurement of the influence of dispersion on white-light interferometry. *Applied Optics*, 43(4):766, feb 2004.