# BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

#### FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS LICENCIATURA EN FÍSICA APLICADA

TÍTULO DE LA TESIS

TOMOGRAFÍA ÓPTICA COHERENTE EN EL DOMINIO DE FOURIER

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE LICENCIADO EN FÍSICA APLICADA

> PRESENTA LEONEL ROJAS CORTEZ

DIRECTORES DE TESIS

DR. JUAN CASTILLO MIXCÓATL

M.C. JOSÉ DE JESÚS RAMOS BELTRÁN

**ABRIL 2015** 

## **DEDICATORIA**

Dedico este trabajo a mis padres, sé que no hubiera podido lograrlo sin el sacrifico enorme que hicieron por mí.

Y a ti Crhis, por ser mi sustento no solo en la carrera sino en todo este proyecto de tesis.

También quiero dedicar esta tesis a mis amigos incondicionales; Veranda Palacios, Ania Pereda; David Hernández y Alma Arroyo.

En memoria de mi prima Fabiola Rojas Mosqueda

### **AGRADECIMIENTOS**

En este presente trabajo agradezco a mi asesor de tesis, Dr. Juan castillo Mixcóalt, por su orientación y seguimiento durante la elaboración de esta tesis, gracias por su gran paciencia y por todas sus enseñanzas.

De igual manera agradezco a mis queridos padres y hermanos, por todo su apoyo, a Paty y Marcos por sus consejos y aliento.

Y en especial un agradecimiento a Crhis, por aguantarme todas aquellas veces que no pudimos charlar en el Facetime y por todo el ánimo infundido mientras estuve trabajando en este proyecto, me encuentro en deuda contigo.

A mi hermana Vero, por todo el apoyo y cariño que me mostro cocinando delicioso para mi durante las veces que estuve en su casa trabajando en esta tesis.

De igual manera al Laboratorio de Electrónica y Optoelectrónica (LEyO) por permitir me realizar mi trabajo en sus instalaciones, y a José de Jesús Ramos por enseñarme a usar todo el sistema OCT y también gracias por tu gran paciencia.

# Índice General

DEDICATORIA	2
AGRADECIMIENTOS	3
Índice General	4
Tabla de Figuras	5
Introducción	6
Capítulo 1	7
1. Tomografía Óptica Coherente	7
1.1 Interferómetro de Michelson	7
1.2 Longitud de coherencia y tiempo de coherencia	9
1.3 Dominio de Fourier OCT	10
Capítulo 2	16
2. Arreglo experimental	
2.1. Los componentes ópticos	
2.1.2 Procedimiento de alineación	18
Capítulo 3	20
3 Resultados	20
3.1. Señal OCT	20
Conclusiones	28
Apéndice	30
Bibliografía	33

# Tabla de Figuras

Figura 1 Esquema de un interferómetro de Michelson.	7
Figura 2. Procesamiento de la señal simulada en la técnica FD-OCT con dos retro-reflectores	_ 15
Figura 3. Procesamiento de la señal simulada en un Sistema FD-OCT con un solo retro-reflector.	_ 15
Figura 4 Diagrama interno del Módulo Interferómetrico de Michelson	_ 16
Figura 5. Esquema del arreglo experimental.	_ 18
Figura 6. Esquema del arreglo experimental para la alineación.	_ 18
Figura 7. Interferograma sin procesar.	_ 20
Figura 8. Interferograma sin los datos laterales que se muestran en la Figura 7.	_ 21
Figura 9. Interferograma con el eje x corregido, en longitud de onda.	_ 21
Figura 10. Interferograma promediado con 50 vecinos por encima y por debajo.	_ 22
Figura 11. (a) Interferograma simulado con una función $\cos(2\pi DCO1/\lambda)$ , $\lambda$ crece linealmente. (b) Transformada	de
Fourier del interferograma en (a): cuadrados cuando el eje k no esta linealizado, triángulos cuando el eje k fue	
linealizado	_ 23
Figura 12. En esta grafica se observa el comportamiento de $k$ obtenido a partir de $\lambda$ . En el recuadro se muestra l	la
diferencia que existe entre $k$ linealizada y la obtenida a partir de los valores de $\lambda$ . Pese a que la diferencia entre	
ambas curvas es mínima, sino se corrige esta situación el sistema de OCT tiene una fuerte degradación en su	
resolución.	_ 23
Figura 13. Interferograma con el eje k linealizado. Aquí se presenta el interferograma con k linealizado y	
normalizado al número de datos	_ 24
Figura 14. Transformada de Fourier de la señal interferométrica.	_ 25
Figura 15. Cinco medidas a distintas profundidades, de un par de hojas de acetatos. El cambio en profundidad j	fue
300 μm	_ 25
Figura 16. Cinco posiciones distintas de la muestra medidas con el sistema de OCT.	_ 26
Figura 17. Resolución del Sistema OCT	_ 27

## Introducción

La tomografía Óptica Coherente (OCT, por sus siglas en inglés) es un método interferómetrico de baja coherencia para formar imágenes de tejido biológico. Por más de una década después de su comienzo, ha dominado la técnica del dominio del tiempo OCT (TD-OCT), en el cual la longitud del brazo de referencia es rápidamente escaneado. Las implementaciones de las técnicas en el domino del espectro o de Fourier OCT (SD/FD-OCT, por sus siglas en inglés), fueron reportadas en 1995. En el Dominio del Espectro (SD-OCT), conocido también como Dominio de Fourier (FD-OCT), el brazo de referencia se mantiene fijo, y la profundidad de información se obtiene mediante la transformada de Fourier de las franjas de interferencia espectralmente resueltas en el brazo de detección de un interferómetro de Michelson. Esta aproximación ha provisto una ventaja significante en la señal del radio del ruido (SNR). La primera demostración de SD-OCT para imágenes vivas de retina en 2002 fue seguido mediante la completa realización de un ventaja de sensibilidad mediante una imagen de retina en vivo, incluyendo imágenes de volumen 3D de alta rapidez. La sensibilidad superior del FD-OCT, combinado con la necesidad de un mucho más rápido escaneo, sin la perdida de la calidad de la imagen, ha provisto un paradigma del cambio desde el punto de la muestra a un mapeo volumétrico de los tejidos biológicos vivos. La tecnología ha sido particularmente prometedora para la oftalmología. En este trabajo se presentara un sistema de OCT en el dominio de Fourier. Este sistema está basado en un interferómetro de Michelson en fibra óptica. Como fuente de luz se emplea un láser sintonizable en un intervalo de 1520 a 1600 nm.

## 1. Tomografía Óptica Coherente

La tomografía óptica coherente es hoy en día una de las técnicas ópticas más robustas y utilizadas en la medicina. Esto se debe a que cubre una región que no puede ser utilizada por otras técnicas de análisis, como el ultrasonido y la microscopia confocal. A continuación se presentan el marco teórico en el cual se basa esta técnica de análisis no destructiva. Este tipo de sistemas están basados en la llamada interferomatría de baja coherencia, por esta razón a continuación se describen de manera básica los conceptos de interferencia en un interferómetro de Michelson así como la coherencia entre haces de luz.

#### 1.1 Interferómetro de Michelson

El interferómetro de Michelson Figura 1.1, es la base del sistema OCT, será brevemente introducido en esta sección. Una fuente de luz monocromática emite un rayo horizontal en dirección a un divisor de haz, que está inclinado diagonalmente. El haz de la fuente es dividido en dos mitades. Una mitad se refleja en el divisor de haz y luego da vuelta reflejado por un espejo de referencia. La otra mitad se transmite a través del divisor de haz y es reflejada de regreso por la superficie de un objeto (no existen haces internamente reflejados aquí). Estos dos haces reflejados son recombinados por el divisor de haz y después recibidos por un detector.

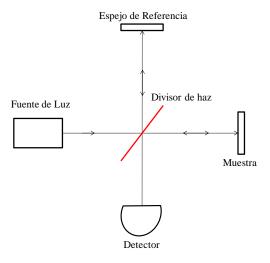


Figura 1 Esquema de un interferómetro de Michelson.

Si la polarización es despreciada, los dos campos eléctricos retro reflejados pueden ser representados por la expresión de un fasor como sigue:

$$E_R = E_{R0} \exp(i(2k_R l_R - \omega t)). \tag{1}$$

$$E_S = E_{S0} \exp(i(2k_S l_S - \omega)). \tag{2}.$$

El subíndice R y S denota los brazos de referencia y muestra respectivamente y  $E_{R0}$ ,  $E_{S0}$  denotan las amplitudes del campo eléctrico de los dos haces;  $k_R$  y  $k_S$  denotan la constante de propagación de los dos haces; y  $l_R$  y  $l_S$  denota las longitudes de los dos brazos medidos desde el divisor de haz hasta las superficies donde estos haces se reflejan,  $\omega$  denota la frecuencia angular óptica; y t denota el tiempo. El factor 2 enfrente de t sale del viaje de ida y vuelta de la propagación del haz en cada brazo. El campo eléctrico t del haz recombinado es una superposición de los dos campos eléctricos monocromáticos

$$E = E_R + E_S \tag{3}$$

La foto corriente *i*(*t*) en el foto detector está dado por:

$$i(t) = \frac{\eta e}{hv} \frac{\langle |E_R + E_S|^2 \rangle}{2Z_0} \tag{4}$$

Aquí  $\eta$  denota la eficiencia cuántica del detector (la relación entre el número de salida de electrones respecto del número de entrada de fotones), e denota la carga del electrón, hv denota la energía del fotón  $Z_0$  denota la impedancia intrínseca del espacio libre, y  $\langle \ \rangle$  denota el promedio sobre la respuesta del tiempo del sistema de detección (ejemplo  $10^{-12}$ - $10^{-9}$  s, o ps hasta ns). El promedio de la respuesta temporal es equivalente a un filtro pasa bajas, así la fotocorriente puede aún ser una función del tiempo. Por brevedad, despreciamos los factores constantes y simplemente escribimos:

$$I(t) = \langle |E_R + E_S|^2 \rangle \tag{5}$$

Aquí, I(t) denota el promedio temporal corto de la intensidad de la luz, y es usado en lugar de i(t) de aquí en adelante. Para luz monocromática, escribimos

$$I(t) = |E_R + E_S|^2 (6)$$

Donde el valor  $\frac{1}{2}$  es despreciado. Sustituyendo las ecuaciones ( 1 ) y ( 2 ). en la ecuación ( 6 ) tenemos

$$I(t) = E_{R0}^2 + E_{S0}^2 + 2E_{R0}E_{S0}\cos(2k_s l_s - 2k_R l_R)$$
 (7)

El termino cosenoidal en el lado derecho de la ecuación ( 7 ) es el resultado de la interferencia entre los dos haces, denotamos la diferencia de fase entre los dos haces como  $\Delta \varphi$ :

$$\Delta \phi = (2k_{\rm S}l_{\rm S} - 2k_{\rm R}l_{\rm R})\tag{8}$$

Con una variación en  $\Delta \phi$ , este termino de interferencia se convierte en una corriente alterna (AC) que produce franjas de interferencia y al termino I también se le conoce como interferograma.

Si  $k_R = k_S = k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$ , donde n denota el índice refractivo y  $\lambda_0$  denota la longitud de onda en el vacío, tenemos:

$$\Delta \phi = 2k(l_s - l_R) = 2\pi \frac{2n\Delta l}{\lambda_0} \tag{9}$$

Dónde:

$$\Delta l = (l_s - l_R) \tag{10}$$

De aquí en adelante,  $\Delta l$  es el término de la diferencia de longitud de los brazos de la muestra y de referencia;  $2\Delta l$  es el termino de (viaje de ida y vuelta) la diferencia de longitudes de camino entre los dos haces;  $2n\Delta l$  es el término de (viaje de ida y vuelta) la diferencia de longitudes de camino óptico entre los dos haces. Por lo tanto la señal de interferencia varía con  $\Delta l$  periódicamente. Para luz monocromática las franjas exhiben una oscilación sostenida de amplitud constante.

#### 1.2 Longitud de coherencia y tiempo de coherencia.

La longitud de coherencia  $l_c$  de la luz se define como la extensión espacial a lo largo de la dirección de propagación sobre el cual el campo eléctrico se correlaciona sustancialmente, y está relacionada con el tiempo de coherencia  $\tau_c$  por  $l_c = c\tau_c$ , y con c la velocidad de la luz. En estado estacionario, en donde las propiedades estadísticas no cambian con el tiempo,  $\tau_c$  es definido como el ancho a la mitad del máximo (FWHM, por sus siglas en inglés) de la función de auto correlación  $G_1(\tau_c)$  [1] del campo eléctrico E(t):

$$G_1(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t+\tau)dt \tag{11}$$

Ambos, la longitud de coherencia y el tiempo de coherencia son inversamente proporcionales a la frecuencia del ancho de banda para una forma espectral dada de acuerdo con el teorema de Wiener-Khinchin [2]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_l(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau = |E(\omega)|^2$$
 (12)

Donde  $E(\omega)$ es la transformada de Fourier de E(t). Note que

$$|E(\omega)|^2 = S(\omega) \tag{13}$$

Donde  $S(\omega)$  es la distribución de la densidad espectral de la potencia de la luz. El teorema de Wiener-Khinchin, un caso especial del teorema de correlación cruzada,

indica que la función de auto correlación del campo eléctrico y el espectro de potencia, son transformadas de Fourier pares.

Si  $S(\omega)$  es gaussiana, tenemos

$$S(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\omega}}} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{0})^{2}}{2\sigma_{\omega}^{2}}\right)$$
 (14)

Donde  $\omega_0$  denota el centro de la frecuencia angular y  $\sigma_{\omega}$  denota la desviación estándar de  $\omega$ . Ya que el perfil es de interés clave,  $S(\omega)$  se normaliza a la potencia de la unidad.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \, d\omega = 1 \tag{15}$$

Se puede ver que la longitud de coherencia está dada por

$$l_c = \frac{4ln2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \tag{16}$$

Donde  $\lambda_0^2$  denota el centro de la longitud de onda de la fuente de la luz y  $\Delta\lambda$  denota el FWHM del ancho de banda de la longitud de onda. Mientras más amplio sea el ancho de banda más corta la longitud de coherencia se convertirá. En un interferómetro, los dos haces se dice que son coherentes entre sí cuando  $2n\Delta l \leq l_c$ . Debe notarse que la ecuación. (16) es para una forma lineal Gaussiana y el factor constante en el lado de la mano derecha varia con la forma del espectro;  $\lambda_0^2/\Delta\lambda$ , sin embargo, se utiliza a veces para estimar  $l_c$ , independientemente de la forma espectral.

#### 1.3 Dominio de Fourier OCT

Para cualquier método del dominio del tiempo, usualmente existe un equivalente para el dominio de Fourier. En el sistema del dominio de Fourier OCT (FD-OCT) [3], sistema basado en interferomatría espectral, se evita toda la variación de la diferencia de caminos ópticos. El haz recombinado, sin embargo, se dispersa por un espectrómetro en componentes espectrales. Los correspondientes componentes espectrales interfieren y formar un interferograma espectral. El interferograma espectral se obtiene por un detector óptico tal como una matriz de fotodiodos 1D. Teniendo la transformada inversa de Fourier del espectro se produce una imagen de una línea en su totalidad. Como en TD-OCT, un escaneo transversal a través de la muestra proporciona una imagen en 2D o 3D. En FD-OCT, todos los rayos retroreflejados sobre el A-scan son medidos simultáneamente; en TD-OCT, únicamente algunos de los rayos retroreflejados son medidos en algún tiempo. Consecuentemente, FD-OCT tiene una velocidad más alta y una mayor sensibilidad. Ahora extendemos la teoría de TD-OCT a FD-OCT. Múltiples haces retroreflejados en varias profundidades sobre la A-scan son considerados. Por lo tanto, el haz de muestra consiste de múltiples ondas parciales que

emanan de los haces retroreflejados. Los componentes espectrales del haz de muestra y de referencia pueden ser expresados como

$$E_R(\omega) = E_0(\omega) r_R \exp(i(2k_r(\omega)l_R - \omega t)) \tag{17}$$

$$E_S(\omega) = E_0(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} r_S'(l_S) \exp(i(2k_S(\omega)l_S - \omega t)) dl_S$$
 (18)

Aquí  $E_0(\omega)$  denota el campo eléctrico incidente sobre la superficie del espejo o sobre la superficie de la muestra;  $r_R$  denota la amplitud refractiva del espejo de referencia,  $r_S'(l_S)$ , la función para obtener imágenes, denota la aparente densidad de amplitud reflejada (reflectividad por unidad de profundidad) de los rayos reflejados a lo largo del A-scan en la muestra. Ya que la luz incidente sobre un dispersor puede haber sido atenuada  $r_S'(l_S)$  representa el aparente -más bien que la verdadera- densidad de amplitud reflectiva local. La densidad de amplitud reflectiva  $r_S'$  de un reflector discreto se relaciona a su amplitud de reflectividad  $r_S$  a través de una función delta.

$$r_S'(l_S) = r_S(l_{S0})\delta(l_S - l_{S0}) \tag{19}$$

Donde  $l_{S0}$ denota la posición del reflector. Si  $r'_{S}(l_{S})$  se integra alrededor de  $l_{S0}$  y entonces se recupera  $r_{S}(l_{S0})$ .

Si la dispersión se desprecia, tenemos

$$\frac{k_R}{n_R} = \frac{k_S}{n_S} = k = \frac{\omega}{c} \tag{20}$$

donde  $n_R$  denota el índice de refracción del medio en el brazo de referencia y  $n_S$  denota el índice de refracción promedio de la muestra. Por sencillez,  $n_R$  se fija a la unidad. Aparte de un factor de escala constante, el interferograma espectral viene dada por

$$I(k) = |E_R(k_C) + E_S(k_C)|^2$$
(21)

Sustituyendo las Ecuaciones (17) y (18) en la ecuación (21), obtenemos

$$I(k) = S(k)r_R^2 + 2S(k)r_R \int_{-\infty}^{+\infty} r_S'(l_S)\cos(2k(n_S l_S - l_R))dl_S + S(k) \left| \int_{-\infty}^{+\infty} r_S'(l_S)\exp(i2k(n_S l_S))dl_S \right|^2$$
(22)

Donde la fuente de potencia espectral tiene una densidad de distribución  $S(k) = |E_0(kc)|^2$ . El primer término del lado de la mano derecha, se refiere al *término de intensidad de referencia*, y puede ser medido mediante el bloqueo del brazo de la muestra –poniendo  $r_S'(l_S)$  a cero. El segundo término, se refiere al *término de interferencia cruzada*, el cual codifica a  $r_S'(l_S)$  en la integral con una función coseno –tiene una frecuencia

 $2k(n_Sl_S-l_R)$  y el número de onda, el cual es  $k/(2\pi)=1/\lambda$ . El tercer término, referido como al *término de auto-interferencia* (intensidad de la muestra), se origina a partir del espectro de potencia  $|E_S(kc)|^2$  y contiene la interferencia entre las ondas parciales de las diferentes profundidades de la muestra.

El término de interferencia cruzada puede ser decodificado para extraer  $r_S'(l_S)$  tomando la transformada inversa de Fourier. Cuanto más profundo es el origen de la onda parcial retro reflejada mayor es la frecuencia de codificación. Cuanto más corto el brazo de referencia, mayor es la frecuencia también. El criterio de Nyquist requiere que la frecuencia de la interferograma espectral debe ser inferior a la mitad de la frecuencia de muestreo espacial de la matriz de detectores. Por lo tanto, es ventajoso reducir al mínimo la frecuencia de la función de codificación del coseno. Sin embargo, si la posición del espejo de referencia se desplaza dentro de la muestra para reducir al mínimo la frecuencia, las dos partes alrededor de esta posición compartirán frecuencias, lo cual nos lleva a una ambigüedad Por tanto la imagen del espejo de referencia debería ser puesto fuera de la muestra a menos que múltiples interferogramas con varias diferencias de fase entre los dos brazos sean medidos para resolver la ambigüedad de la decodificación

Por brevedad en notación, ponemos  $l_R$  a cero y cambiamos el punto de referencia para  $l_S$  sobre la superficie de la imagen del espejo de referencia en el brazo de la muestra. Si el punto de referencia está afuera de la muestra, incluso se puede echar mano una nueva función  $\hat{r}_S'(l_S)$  de la siguiente manera  $\hat{r}_S'(-l_S) = \hat{r}_S'(l_S)$ :

$$\hat{\mathbf{r}}_{S}'(l_{S}) = \begin{cases} \hat{\mathbf{r}}_{S}'(l_{S}) & si \ (l_{S}) \ge 0\\ \hat{\mathbf{r}}_{S}'(-l_{S}) & si \ (l_{S}) < 0 \end{cases}$$
 (23)

Con esta nueva función la Ecuación (22) puede ser reescrita como:

$$I(k) = S(k) \left\{ r_R^2 + r_R \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{r}}_S'(l_S) \exp(i2kn_S l_S) dl_S + \frac{1}{4} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{r}}_S'(l_S) \exp(i2kn_S l_S) dl_S \right|^2 \right\}$$
 (24)

Si podemos cambiar la variable de integración por  $l_S = l_S'/(2n_S)$ . La ecuación (24) puede ser re escrita como:

$$I(k) = S(k) \left\{ r_R^2 + \frac{r_R}{2n_S} \Im \left\{ \hat{\mathbf{r}}_S' \left( \frac{l_S'}{2n_S} \right) \right\} (k) + \frac{1}{16n_S^2} \left| \Im \left\{ \hat{\mathbf{r}}_S' \left( \frac{l_S'}{2n_S} \right) \right\} (k) \right|^2 \right\}$$
 (25)

donde se emplea la transformada de Fourier:

$$F(k) = \Im\{f(l_S')\}(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(l_S') \exp(ikl_S') dl_S'$$
 (26)

Usando la transformada de Fourier inversa

$$f(l_S') = \Im^{-1}\{F(k)\}(l_S') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k) \exp(-ikl_S') dk$$
 (27)

Reescribimos la Ecuación (25) como

$$\mathfrak{I}^{-1}\{l(k)\}(l_S') = \mathfrak{I}^{-1}\{S(k)\}(l_S') * \left\{ \frac{r_R^2}{2n_S} \delta\left(\frac{l_S'}{2n_S}\right) + \frac{r_R}{2n_S} \hat{\mathbf{r}}_S'\left(\frac{l_S'}{2n_S}\right) + \frac{1}{16n_S^2} \mathcal{C}\left\{\hat{\mathbf{r}}_S'\left(\frac{l_S'}{2n_S}\right)\right\} \right\} (28)$$

Aquí \* denota la convolución, y  $\mathcal{C}\{\ \}$  denota el operador de la función auto correlación:

$$\mathcal{C}\{f(l_S')\} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(l_{S1}') f(l_{S1}' + l_S') dl_S'$$
 (29)

En esta derivada, usamos la siguiente propiedad de la función delta de Dirac:

$$\delta(l_S') = \frac{1}{2n_S} \delta\left(\frac{l_S'}{2n_S}\right) \tag{30}$$

Se usa el teorema de Wiener-Khinchine también:

$$\mathcal{C}\lbrace f(l_S')\rbrace = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(k)|^2 \exp(-ikl_S') \, dk \tag{31}$$

Con un cambio de variable de  $l_S' = 2n_S l_S$ , la Ecuación (28) se convierte en

$$\mathfrak{I}^{-1}\{l(k)\}(2n_Sl_S) = \mathfrak{I}^{-1}\{S(k)\}(2n_Sl_S) * \left\{\frac{r_R^2}{2n_S}\delta(l_S) + \frac{r_R}{2n_S}\hat{\mathbf{r}}_S'(l_S) + \frac{1}{16n_S^2}\mathcal{C}\{\hat{\mathbf{r}}_S'(l_S)\}\right\} (32)$$

El segundo término en los corchetes es la imagen A-scan  $\hat{r}_S'(l_S)$ . El primer y último término, por tanto, representa imágenes falsas. El primer término no es cero, solo cuando  $l_S = 0$ , el cual está fuera de la muestra, y así, puede ser quitado fácilmente. Desafortunadamente, el último término puede mezclarse con el segundo término, por lo tanto, puede ser difícil de eliminar. Además, la convolución con  $\mathfrak{F}^{-1}\{S(k)\}(2n_Sl_S)$  desenfoca la imagen porque S(k) funciona como un filtro.

Para recuperar la verdadera imagen, se puede tomar otro interferograma con  $kl_S$  desplazado por  $\pi$ , lo que provoca un cambio de signo en la Ecuación (25)

$$I_{2} = S(k) \left\{ r_{R}^{2} - \frac{r_{R}}{2n_{S}} \Im \left\{ \hat{\mathbf{r}}_{S}^{\prime} \left( \frac{l_{S}^{\prime}}{2n_{S}} \right) \right\} (k) + \frac{1}{16n_{S}^{2}} \left| \Im \left\{ \hat{\mathbf{r}}_{S}^{\prime} \left( \frac{l_{S}^{\prime}}{2n_{S}} \right) \right\} (k) \right|^{2} \right\}$$
 (33)

Tomando la diferencia entre las ecuaciones (25) y (33) permite

$$\Delta I(k) = S(k) \frac{r_R}{n_S} \Im \left\{ \hat{\mathbf{r}}_S' \left( \frac{l_S'}{2n_S} \right) \right\} (k)$$
 (34)

Donde  $\Delta I(k) = I(k) - I_2(k)$ . La imagen de la A-scan puede entonces ser recuperada por

$$\hat{\mathbf{r}}_{S}'\left(\frac{l_{S}'}{2n_{S}}\right) = \frac{n_{S}}{r_{R}} \mathfrak{I}^{-1} \left\{\frac{\Delta I(k)}{S(k)}\right\} (l_{S}') \tag{35}$$

Cambiando la variable mediante  $l_S' = 2n_S l_S$ , nos lleva a

$$\hat{\mathbf{r}}_S' = \frac{n_S}{r_R} \mathfrak{I}^{-1} \left\{ \frac{\Delta I(k)}{S(k)} \right\} (2n_S l_S) \tag{36}$$

Esta ecuación muestra, en los corchetes, que el interferograma espectral de la resta y deconvolución, se recupera una imagen ideal, la desconvolución implica simplemente dividir  $\Delta I(k)$  por S(k). Aunque la deconvolución puede enfocar la imagen, se debe tener precaución en presencia de ruido.

Una alternativa a la recuperación de la imagen verdadera es (1) medir el primer término (termino intensidad de referencia) en la Ecuación (22) bloqueando el brazo de muestra ( $r'_s = 0$ ), (2) medir el tercer término (término de auto interferencia) en la Ecuación (22) bloqueando el brazo de referencia ( $r_R = 0$ ), y (3) restar el primer y tercer término, medido del lado derecho de la Ecuación (22).

En la práctica, un espectrómetro produce un espectro de longitudes de onda con un espaciado uniforme. Este espaciamiento de longitud de onda generalmente se convierte en el espaciamiento uniforme de la constante de propagación k por interpolación como es requerido para el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (FFT) [2].

El sistema FD-OCT también puede construir un interferograma de una longitud de onda espectral a la vez mediante el uso de un único elemento foto detector para medir la señal de interferencia, mientras que un láser barre la longitud de onda en serie. Un reloj de hardware k puede ser instalado en él láser para lograr el espaciamiento constante de propagación uniforme. Una vez que se obtiene un interferograma espectral, el análisis teórico presentado es igualmente aplicable.

Por otra parte se realizó un programa de simulación en Matlab. Apéndice 2. La gráfica de este programa se muestra en la Figura 2. El primer panel muestra el interferograma espectral de simulación I(k). El segundo panel muestra la transformada de Fourier inversa I(k). Recuerde cambiar la variable independiente a  $2n_Sl_S$  después de tomar la transformada de Fourier inversa. El tercer panel muestra la transformada de Fourier inversa de I(k)/S(k). El cuarto panel muestra la transformada inversa de Fourier de  $\Delta I(k)/S(k)$  como se muestra en la ecuación (35). Los lugares y los puntos fuertes de los retroreflectores se recuperan en todas las transformadas inversas de Fourier. Por lo tanto, en el segundo panel aparecen una componente DC y una falso retroreflector en 50  $\mu m$ ; el último es debido a la interferencia entre las ondas parciales de las dos retroreflectores. El tercer panel muestra que la deconvolución da forma al pico. El cuarto panel muestra que interferograma espectral de la transformada de Fourier inversa de la resta y deconvolución que produce una imagen 1D mucho más limpia.

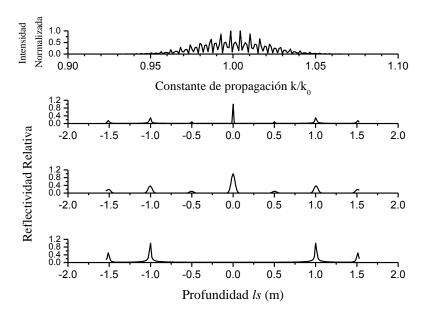


Figura 2. Procesamiento de la señal simulada en la técnica FD-OCT con dos retro-reflectores.

Si el segundo haz retro reflejado se limpia mediante el establecimiento de  $r_{S2}$  a cero, se obtiene el resultado mostrado en la Figura 3 en su lugar. El componente de DC sigue apareciendo en la transformada de Fourier inversa de I(k). Sin embargo, no hay ninguna señal de auto-interferencia del haz de muestra debido a que sólo existe un único haz retro reflejado.

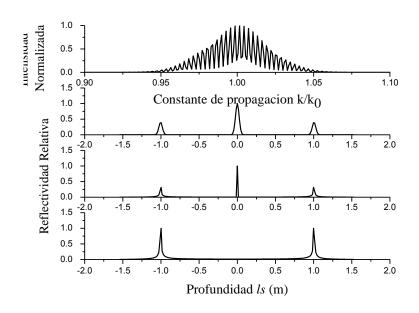


Figura 3. Procesamiento de la señal simulada en un Sistema FD-OCT con un solo retroreflector.

## 2. Arreglo experimental

Este capítulo tratara de los diferentes componentes ópticos utilizados en el sistema DF-OCT, y también tratara algunos aspectos importantes de la alineación del sistema.

#### 2.1. Los componentes ópticos

El arreglo está conformado por un láser sintonizable con longitudes de onda que van de los 1520 nm hasta 1600 nm (Modelo Osics ECL), un módulo interferométrico Michelson, que esta ensamblado para ser usado para hacer un barrido en dominios tanto del tiempo como de Fourier respectivamente (modelo INT-MSI-1300, marca Thorlabs, Figura 4). El cual consiste de un acoplador 50/50 y un circulador óptico para el interferómetro de Michelson y tiene salidas ópticas tanto para un brazo de referencia como uno de muestra.

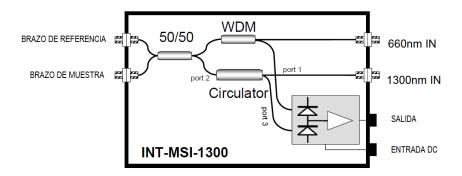


Figura 4 Diagrama interno del Módulo Interferómetrico de Michelson.

Los acopladores de fusión utilizados están optimizados para que la respuesta de longitud de onda sea plana e independiente de los cambios de polarización de entrada. La luz acoplada en el puerto de entrada de 1300 nm entra en el circulador (puerto 1 al 2) y se envía hacia un acoplador de fusión de banda ancha 50/50. Un láser en el visible puede ser acoplado en el puerto etiquetado con 660 nm que está conectado a la otra entrada del acoplador de fusión de banda ancha 50/50 y sobre un diseño especial del acoplador WDM. Las salidas del acoplador de fusión 50/50 son el brazo de referencia y de muestra. La diferencia de longitud de la trayectoria de esta sección tiene un máximo de 0.2 mm. La luz reflejada por los brazos de referencia y de muestra interfieren en el acoplador de fusión 50/50 y general la señal de la franja, la cual pasa del circulador (puesto 2 al puerto 3) a una entrada del detector balanceado y el acoplador WDM a la otra entrada del detector balanceado, también se conjugan para lograr el máximo

posible de rechazo en modo común CMRR (supresión de ruido máximo). Para poder registrar la señal del interferómetro cuenta con un detector balanceado INT-MSI-1300, el cual proporciona una salida eléctrica proporcional a la diferencia entre las dos señales ópticas que son inducidas (es decir la diferencia entre las fotocorrientes de los fotodetectores), la cual es amplificada por un amplificador de transimpedancia de bajo ruido y de alta velocidad.

La salida de los brazos de referencia y muestra son conectadas a un módulo de colimación que se encuentra pre-alineado (modelo F810FC-1310, marca Thorlabs). Una vez colimado los haces, son alineados para que la luz se refleje en unos espejos y sea nuevamente inducida dentro de las lentes, estos espejos deben ser colocados a una distancia lo más parecida posible para que la diferencia de caminos ópticos este dentro de la longitud de coherencia de la fuente de la luz, con el objetivo de poder ajustar el camino óptico hasta igualarlos y poder observar la interferencia. Los espejos fueron montados sobre una montura con un Actuador lineal para el brazo de referencia y una montura con un tornillo micrométrico para el brazo de muestra.

La posición correcta se logró al realizar un barrido con el Actuador y encontrar el patrón de interferencia. La salida del detector balanceado se conectó a una tarjeta de adquisición de datos (NI-SCB68 de National Instruments), con la cual la señal es capturada y enviada a la computadora. Esta señal fue procesada mediante un programa realizado en MATLAB.

El arreglo incluyo también espejos galvos de Thorlabs (modelo GVSM002) los cuales son un sistema de escaneo con espejos y motores de alta velocidad que fueron diseñados para direccionamiento de haces. El sistema cuenta con tres escalas de manejo de rotación de ángulos: 0.5, 0/8 y 1 V, con un rango que va desde los  $20^{\circ}$  hasta  $-20^{\circ}$  con una resolución angular de  $0.2^{\circ}$ , estos espejos cuentan con tarjetas de control, cada espejo está montado sobre un motor que se mueve en un eje, esto permite variar los ángulos en los ejes x y y, lo que nos permite, realizar escaneos en una superficie bidimensional. También se introdujo una lente scan (Thorlabs modelo LSM03 BB), el cual es un objeto tele-céntrico 5X, para longitudes de onda de 850 nm y 1050 nm, la lente tiene una distancia focal efectiva de 35.78 mm para 850 nm y de 35.88 para 1050 nm, una profundidad de visión, la cual es la distancia entre el plano focal y el plano paralelo donde el tamaño del spot se incrementa por un factor de  $(2)^{1/2}$ , de 0.58 mm.

En el arreglo experimental (Figura 5) el haz de luz de la muestra es reflejado en los espejos galvos y direccionado hacia la lente scan, la muestra es colocada en la distancia focal de la lente, enfocando el haz para obtener la mayor resolución transversal posible.

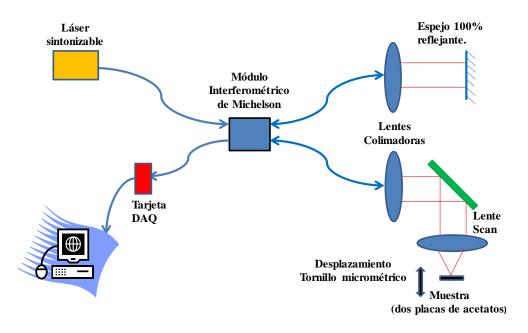


Figura 5. Esquema del arreglo experimental.

#### 2.1.2 Procedimiento de alineación

Para hacer las mediciones con diferentes muestras de acetatos, en el brazo de muestra, se conectó un osciloscopio y una fuente de baja coherencia, para poder hacer la alineación correcta. La Figura 6 muestra un esquema de los dispositivos que se añadieron.

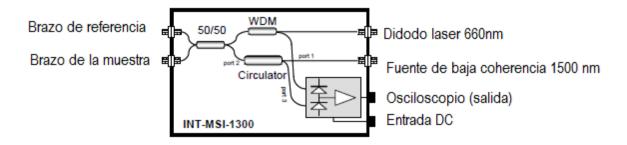


Figura 6. Esquema del arreglo experimental para la alineación.

Como muestra la Figura 6 se conectó un osciloscopio a la salida del interferómetro porque permite monitorear el voltaje de salida para el brazo de referencia y muestra, el diodo laser, como esta en el visible, permitió alinear tanto los espejos galvos como la muestra de acetatos, y la fuente de baja coherencia de 1500 nm. ..

Una aclaración importante es que el modulo cuenta con un sistema de detección balanceada, lo que significa básicamente que si las intensidades en los brazos de señal y referencia son iguales entonces el nivel de voltaje que el modulo presentara es cero.

Utilizando esta herramienta, se pudo alinear el sistema de la siguiente manera.

Para ver si la alineación del brazo de referencia está alineado correctamente, deberíamos ver una señal de voltaje en el osciloscopio, lo que significa que hay luz reflejada sobre el espejo de referencia, el osciloscopio mostro un voltaje a la salida de 47.2 mV, si bloqueamos el brazo de referencia nuevamente, la salida de voltaje bajara drásticamente, porque no se tiene luz de regreso.

Para alinear la muestra (placa de acetatos), se bloqueó el brazo de referencia, y enseguida se colimo el haz del láser, en el brazo de la muestra, ya una vez puestos los acetatos, se tiene que tomar en cuenta que tendremos más luz reflejada sobre los acetatos sí colocamos estos a la distancia focal de la lente la cual es de 35.78 mm. Cuando los acetatos no estaban alineados el osciloscopio mostro un voltaje de 3.65 mV. Una vez que la muestra estaba alineada el interferómetro mostro una salida de voltaje de -1.18 V, esta caída de voltaje muestra que hay luz reflejada.

### 3 Resultados

En este Capítulo se describirán los resultados experimentales que fueron obtenidos con el arreglo de OCT en el Dominio de Fourier que fue presentado en el Capítulo anterior. A partir de estos resultados fue posible calcular la resolución experimental de dicho sistema.

#### 3.1. Señal OCT

El sistema de OCT fue controlado totalmente por un programa desarrollado en el Laboratorio de Electrónica y Optoelectrónica, LEyO. Este programa permite establecer el intervalo de longitudes de onda para la obtención de la señal interferómetrica en el sistema de OCT. En todos los resultados presentados este intervalo fue de 1520 a 1600 nm. La señal interferómetrica obtenida en el tiempo se muestra en la Figura 7.

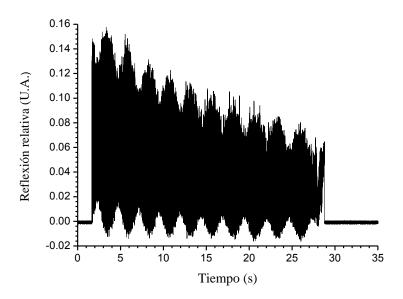


Figura 7. Interferograma sin procesar.

Si nos fijamos en ambos lados de la señal del interferograma, tenemos datos donde solo hay una señal de DC, este se debe a que durante esos intervalos de tiempo el láser sintonizable está apagado. Para procesar de manera correcta esta señal fue necesario eliminar estos datos, la Figura 8 muestra este interferograma sin los datos mencionados.

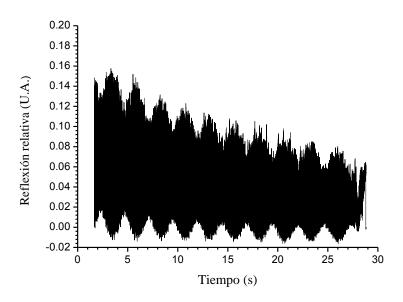


Figura 8. Interferograma sin los datos laterales que se muestran en la Figura 7.

Es importante recordar que este interferograma fue obtenido en el tiempo en el cual el láser sintonizable hacia el barrido de 1520 a 1600 nm. Por lo tanto, el siguiente paso fue colocar el eje x corregido en longitud de onda, tal y como se muestra en la Figura 9. Una vez hecho esto fue necesario calcular el número de onda (k), dado que la teoría de la FD-OCT requiere que esta señal interferómetrica este en función de k.

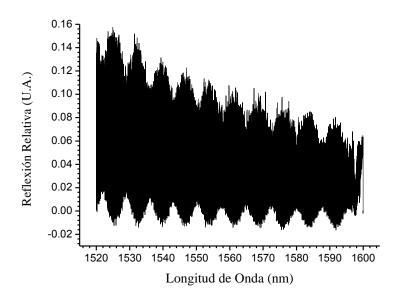


Figura 9. Interferograma con el eje x corregido, en longitud de onda.

Dada la gran cantidad de datos que se tienen en el interferograma se decidió realizar un promedio entre estos datos con la finalidad de minimizar el ruido presente en la señal. Para esto se empleó un promedio de manera que se elegía un punto en el

interferograma y este se promediaba con sus valores vecinos por encima y debajo de este. En todos los resultados presentados se elegido 50 vecinos por encima y por debajo del punto elegido para el promedio. La Figura 10 muestra el interferograma promediado contra la longitud de onda.

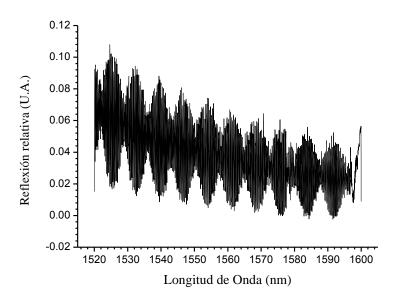


Figura 10. Interferograma promediado con 50 vecinos por encima y por debajo.

Aquí es importante recalcar que para aplicar el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (FFT por sus siglas en inglés) es necesario tener una discretización lineal de k. Es claro, que esta situación no se cumple en nuestros datos experimentales, dado que, los interferogramas que se obtienen están en función de  $\lambda$  y  $k=2\pi/\lambda$ . Para ilustrar los potenciales problemas si no se corrige esta situación observemos lo siguiente. En términos generales la señal de OCT con la información relevante es de forma cosenoidal y puede expresarse como cos(kDCO) donde k es el número de onda y DCO es la diferencia de camino óptico entre el brazo de referencia y alguna superficie en el brazo de señal. Si colocamos explícitamente la relación de k con la longitud de onda la señal interferómetrica es proporcional a  $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}DCO\right) = \cos\left(2\pi DCO\frac{1}{\lambda}\right)$ . De esta última expresión podemos observar que la señal cosenoidal tiene una frecuencia de oscilación de valor igual a DCO y que la variable independiente es  $1/\lambda$ , la cual cambia evidentemente de manera no lineal. Esta no linealidad en el cambio de  $1/\lambda$  genera una degradación en la resolución del Sistema de OCT tal y como puede observarse en la Figura 11. En la Figura 11 (b) muestra la transformada de Fourier del interferograma cuando k no está linealizada (cuadros) y cuando k sea corregido para que aumente de manera lineal (triángulos). Como puede observarse esta corrección en el crecimiento de k genera una disminución en el ancho del pico de reflexión máxima, lo que se traduce en un incremento en la resolución del sistema de OCT. Para corregir el crecimiento de k

se hizo lo siguiente: 1) Se desplazó el valor mínimo de k hacia 0, 2) Se normalizo el intervalo de k al número de puntos en la medición del interferograma, 3) Se utilizó una función de interpolación para interpolar los valores del interferograma en los valores de k linealizado. En la Figura 12 se observan las pequeñas diferencias que existen entre k obtenida a partir de  $\lambda$  y una k linealizada en el mismo intervalo. Es claro que estas diferencias parecen ser despreciables sin embargo como se observa en la Figura 11 sino se corrige esta situación la resolución del sistema puede caer por un factor de casi 2.

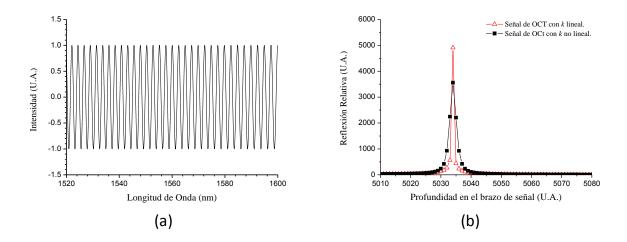


Figura 11. (a) Interferograma simulado con una función  $\cos(2\pi DCO1/\lambda)$ ,  $\lambda$  crece linealmente. (b) Transformada de Fourier del interferograma en (a): cuadrados cuando el eje k no esta linealizado, triángulos cuando el eje k fue linealizado.

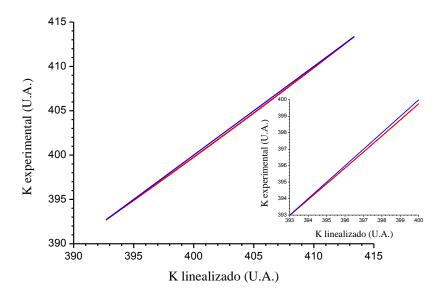


Figura 12. En esta grafica se observa el comportamiento de k obtenido a partir de  $\lambda$ . En el recuadro se muestra la diferencia que existe entre k linealizada y la obtenida a partir de los valores de  $\lambda$ . Pese a que la diferencia entre ambas curvas es mínima, sino se corrige esta situación el sistema de OCT tiene una fuerte degradación en su resolución.

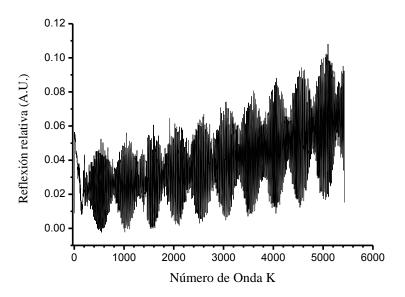


Figura 13. Interferograma con el eje k linealizado. Aquí se presenta el interferograma con k linealizado y normalizado al número de datos.

Una vez realizada la interpolación del interferograma en un intervalo linealizado de k, se procedió a realizar la transformada de Fourier de esta señal, el resultado se muestra en la Figura 14. Debe mencionarse que la muestra que se utilizo fue un par de hojas de acetato. Como puede observarse de la Figura 14, el sistema que se tiene actualmente no es capaz de resolver los dos acetatos, pese a que se percibe en general la presencia de dos grandes picos de reflexión siempre uno de ellos no parece definido del todo. Creemos que esto se debe a que la adquisición de datos es en general un proceso lento, de alrededor de 35 segundos. Esto tiene como consecuencia que la señal que se obtiene, dada su naturaleza interferómetrica es demasiado ruidosa. Y es este ruido el que degrada la resolución del sistema.

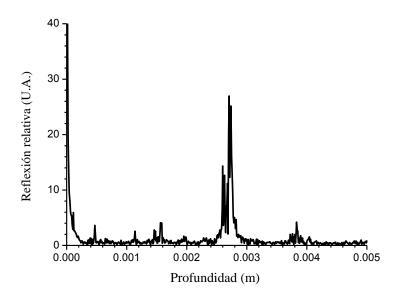


Figura 14. Transformada de Fourier de la señal interferométrica.

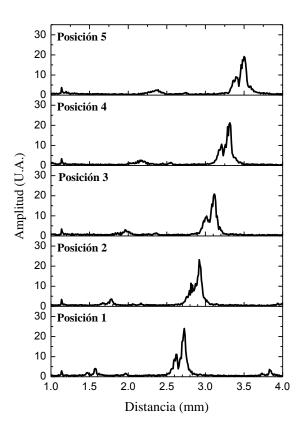


Figura 15. Cinco medidas a distintas profundidades, de un par de hojas de acetatos. El cambio en profundidad fue  $300~\mu m$ .

A pesar de esto el sistema aun es capaz de tener una resolución de algunas decenas de micrómetros.

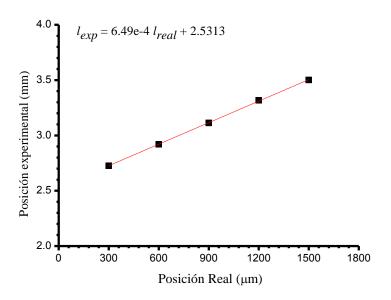


Figura 16. Cinco posiciones distintas de la muestra medidas con el sistema de OCT.

Para evaluar esta resolución se decidió medir la posición de las hojas de acetatos en distintas profundidades. Los resultados de estas mediciones se muestran en la Figura 15. Como puede observarse es muy claro que el sistema es capaz de evaluar las posiciones del par de hojas de acetatos. Para mostrar que esta medida es correcta se graficaron las posiciones relativas de cada pico máximo en la Figura 16, respecto del número de mediciones. Es evidente de esta grafica que el sistema es capaz de determinar la posición de esta muestra.

Para establecer una medida experimental de la resolución del sistema se llevaron a cabo cinco medidas distintas en diferentes posiciones y en cada posición se realizaron también cinco medidas. Los resultados se muestran en la Figura 17. De aquí puede observarse que el sistema tiene una resolución de 57.2 µm (desviación estándar en la última medición de cinco puntos).

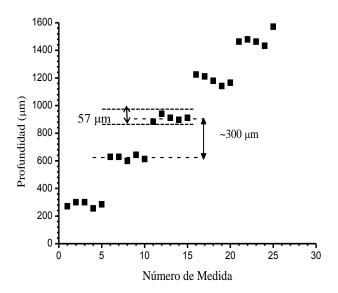


Figura 17. Resolución del Sistema OCT

## **Conclusiones**

En este trabajo se desarrolló un sistema de Tomografía Óptica Coherente, OCT, que funciona en el dominio de Fourier. Como fuente de luz se empleó un láser sintonizable en un intervalo de longitud de onda de 1520 a 1600 nm. Con este sistema y los resultados obtenidos llegamos a las siguientes conclusiones:

- El sistema de OCT es en general lento en la obtención de datos pues la obtención de un A-scan se realiza en promedio en un tiempo de 35 segundos. Esto se debe esencialmente a que el láser sintonizable es muy lento en el barrido espectral.
- La técnica de análisis en el dominio de Fourier en los sistemas de OCT, en teoría deberían tener un mejor desempeño que aquellos sistemas basados en técnicas en el dominio del tiempo. Los resultados obtenidos en este trabajo muestran que la resolución experimental del sistema es de alrededor 57 μm. Esto se contrapone con los resultados que se obtuvieron previamente, [4] en donde se obtuvieron resoluciones del orden de 10 μm en un sistema de OCT basado en el dominio del tiempo. Creemos que este pobre desempeño se debe esencialmente al gran tiempo de adquisición (35 segundos) en la técnica implementada en este trabajo comparado con los dos segundos que se requerían en [4].
- El tiempo tan largo para adquirir un A-scan provoca que el sistema sea muy susceptible a cambios en el ambiente alrededor del sistema, dada la naturaleza interferómetrica del sistema.
- Como ya ha sido mencionado el tiempo tan largo que se necesita para obtener un A-scan no permitió la obtención de un B-scan.
- Se tiene en este momento un par de programas que realizan la obtención de datos de manera automática y analizan la señal interferómetrica obtenida. Un aspecto importante a mencionar está en el programa de análisis de las señales interferómetricas. Este programa es capaz de corregir el muestreo no lineal de *k* (número de onda). Esto se debe a que los interferogramas se obtienen como una función de la longitud de onda.

#### Trabajo a futuro

Como trabajo a futuro se espera utilizar una fuente con un barrido espectral más veloz (algunos kHz). Para esto se espera construir un láser de barrido empleando para esto un filtro tipo Fabry-Perot el cual es sintonizable con una frecuencia de algunos

kHz. Se espera también incluir la compensación por dispersión en la señal interferómetrica para poder realizar medidas en muestras orgánicas.

# **Apéndice**

A continuación se muestra el código en MatLab que se utilizó para procesar las señales interferómetricas obtenidas con el sistema de OCT propuesto en este trabajo, como también el programa de simulación para las Figura 2 y Figura 3.

#### 1. Procesa\_OCT.m

```
% function [longitud
Magnitud Espectro] = ...
 % procesa oct(N, archivo)
 clc, clear
N=50;
% Cargamos los datos
 load('A Scan dos acetatos 1.mat');
%load (archivo);
% asignamos los datos leidos
I=Datos(:,2);
t=Datos(:,1);
plot(I);
% seleccionamos el intervalo de
datos correctos
Int=Datos(1.66e4:2.881e5, 2);
% determinamos el numero de datos
Num Datos=length(Int);
lambda=linspace(1520,1600,Num Datos
);
%figure(2);
% interferograma VS lamda
plot(lambda, Int);
% remuestreo de la señal
indice=1;
ii=1;
% seleccion del tipo de
procesamiento en los datos
originales
promedio=2;
switch promedio
    case 1
        while indice<Num Datos
            Int r(ii) = Int(indice);
lambda r(ii) = lambda(indice);
            indice=indice+10;
```

```
ii=ii+1;
        end
    case 2
        % N=50;
        indice=indice+N;
        while N<(Num Datos-indice)</pre>
             Int r(ii) = \dots
                 sum (Int (indice-
N:indice+N))/(2*N+1);
lambda r(ii) = lambda(indice);
             indice=indice+N;
             ii=ii+1;
         end
    case 3
        indice=indice+100;
        while indice<Num Datos</pre>
             Int r(ii) = \dots
                 sum(Int(indice-
1:indice+1))/3;
lambda r(ii) = lambda(indice);
            indice=indice+100;
             ii=ii+1;
        end
        caso 4
          ii=ii+1;
          while ii<Num Datos</pre>
              Int r(ii-
1) = sum(Int(ii-1:11+1)/3)
              lambda r(ii-
1) = lambda(ii)
              ii=ii+1
          end
end
Num_Datos_r=length(Int_r)
hold on
plot(lambda r,Int r, 'r');
% calculo del eje correcto K
hold off
nm=1e-9;
K=2*pi./(lambda r*nm);
plot(K)
% Calculo del intervalo de K
Delta K=max(K)-min(K);
K_norm=flip(Num_Datos_r*(K-
min(K))/Delta K);
Int r=flip(Int r);
lambda_r=flip(lambda_r);
plot(K norm)
hold on
```

```
plot([ 0 Num Datos r ],[0
                                           % Calculo de las "Frecuemcias
Num Datos r ], 'r'), hold off
                                           espaciales"
plot(K norm, Int r,'bx-');
                                           delta l=1/Delta K;
% interpolacion del eje K
                                           longitud=linspace(-
K lineal=linspace(0,Num Datos r,Num
                                           Num Datos r*delta 1, ...
Datos r);
Int Inter=spline(K norm,
                                           Num Datos r*delta 1, Num Datos r);
Int r,K lineal);
                                           Magnitud Espectro=abs(Int fft);
hold on
                                           plot(longitud, Magnitud Espectro)
plot(K_lineal, Int_Inter,'ro-
                                           xlim([-1e-3 5e-3])
'), hold off
                                           ylim([0 20])
% calculo de la transformada de
                                           grid on
fourier
                                           Int fft positivo=abs(Int fft);
Int fft=fftshift(fft(Int Inter));
```

#### 1. Programa de simulación.

```
% clear all
% clc
lambda0=830e-9; % longitud de onda de la fuente
dlambda=20e-9; % FWHM longitud de onda, ancho de banda de la fuente
ns=1.38; % indice de refraccion de la fuente
ls1=100e-6; % location f backscatterer 1
ls2=150e-6; % location of backscatterer 2
rs1=0.5; % reflectivity of backscatterer 1
rs2=0; % reflectivity of backscatterer 2
k0=2*pi/lambda0; % center propagation constant
delta k=2*pi*dlambda/lambda0^2; % FWHM bandwidth of k
sigma k=delta k/sqrt(2*log(2)); % desviacion estandar de k
N=210; % Numero de puntos de la muestra
nsigma=5; % numero de la desviacion estandar para la grafica de cada lado de
k0
subplot(4,1,1); % genera el interferograma
k=k0+sigma k*linspace(-nsigma, nsigma, N); %matriz para k
S k=exp(-(1/2)*(k-k0).^2/sigma k^2); % fuente gaussiana PSD
E s1=rs1*exp(i*2*k*ns*ls1); % saple electric field from scatter 1
E s2=rs2*exp(i*2*k*ns*ls2); % sample electric field from scatter 2
I k1=S k.*abs(1+E s1+E s2).^2; % interferograma(r <math>R=1)
plot(k/k0, I k1/max(I k1), 'k');
title('Interferograma');
xlabel('Constante de propagacion k/k 0');
ylabel('Intensidad Normalizada');
axis([0.9 1.1 0 1]);
subplot(4,1,2); % Transformada inversa de Fourier (IFT) del interferograma
spec1=abs(fftshift(ifft(I k1)))/sqrt(N);
dls prime=1/(2*nsigma*sigma k/(2*pi)); % bin=1/rango de la muestra
ls prime=dls prime*(-N/2:N/2-1); % matriz de frecuencia
```

```
plot(ls prime/(2*ns), spec1/max(spec1), 'k'); % scale the frequency
title('Interferograma de la TIF');
xlabel('Profundidad ls(m)');
ylabel('Reflectividad Relativa');
axis([-2*ls2 2*ls2 0 1]);
subplot(4,1,3); % Deconvolucion del interferograma de la TIF
spec1 norm=abs(fftshift(ifft(I k1./S k)))/sqrt(N);
dls prime=1/(2*nsigma*sigma k/(2*pi)); % bin size =1/rango de la muestra
ls prime=dls prime*(-N/2:N/\overline{2}-1); % Matriz de frecuencia
plot(ls prime/(2*ns), spec1 norm/max(spec1 norm), 'k');
title(' Deconvolucion del interferograma de la TIF');
xlabel('Profundidad ls (m)');
ylabel('Reflectividad relativa');
axis([-2*ls2 2*ls2 0 1]);
subplot(4,1,4); % IFT of the deconvolved differential interferogram
I k2=S k.*abs(-1+E s1+E s2).^2; % interferogram
delta \overline{I} k=I k1-I k2;
spec2=abs(fftshift(ifft(delta I k./S k)))/sqrt(N);
plot(ls prime/(2*ns), spec2/max(spec2), 'k');
title('IFT of the deconvolved differential interferogram');
xlabel('Profundidad ls (m)');
ylabel('Reflectividad relativa');
axis([-2*ls2 2*ls2 0 1]);
```

## Bibliografía

- 1. Malvin Carl Teich, S. B. (1991). *Fundamentals of Photonics 1ed.* New York: Madison Wisconsin.
- 2. Lihong V. Wang, H.-I. W. (2007). *Biomedical Optics, Principles and Imaging*. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.
- 3. Wolfgang Drexler, J. G. (2008). Optical Coherence Tomography, Technology and Applications. USA: Springer.
- 4. Beltran, J.J. Tesis de maestría (2013). Sistema de Tomografía Óptica Coherente con un Interferómetro de Michelson todo en Fibra . FCFM BUAP Puebla, Mexico.