



**CENTRO DE INVESTIGACIONES
EN OPTICA, A.C.**

**“Tomografía Óptica Coherente a campo
extendido”**

Presenta:

Ing. Antonio Ortega Martínez

Asesor:

Dr. Gonzalo Páez Padilla

Como requisito para obtener el grado de

Maestro en Ciencias (Óptica)

León, Guanajuato, México, Noviembre de 2005.

Agradecimientos.

A CONACYT, pues sin su ayuda mis estudios de maestría no habrían sido posibles.

A mis compañeros, por su invaluable apoyo y ayuda.

A Gonzalo Paez, mi asesor, por su paciencia y consejos.

A la Doctora Strojnik por sus asesorías y su actitud crítica.

A mis padres por respaldarme siempre en lo que hago.

Contenido

Capítulo 1. Introducción y objetivos

1.1 Introducción	1
1.2 Técnicas no invasivas y OCT	2
1.3 Objetivos	7

Capítulo 2. Respuesta de los tejidos a la radiación electromagnética

2.1 Introducción	9
2.2 Absorción	10
2.3 Esparcimiento	15
2.4 Modelo de transporte de radiación	21
2.5 Características típicas de los tejidos	23
Referencias	29

Capítulo 3. Técnicas coherentes para la caracterización de tejidos biológicos

3.1 Introducción	31
3.2 Coherencia en un divisor de amplitud	32
3.3 Interferometría de luz blanca para medición de perfil de altitud	36
3.4 OCT en arreglo Michelson	38
3.5 Tomografía óptica de Fourier (FOCT)	40
3.6 Espectroscopio de Fourier	42
3.6 Tomografía óptica coherente espectroscópica	44
3.7 Caracterización por medio de interferometría de fotones balísticos	46

Referencias	48
Capítulo 4. Tomografía Óptica Coherente	
4.1 Introducción	51
4.2 Resolución axial	51
4.2 Resolución lateral	61
4.3 Dispersión	62
4.4 Electrónica de detección	67
4.5 Relación señal ruido	72
4.6 OCT en medios esparcidos	79
4.7 Profundidad de penetración	82
Referencias	83
Capítulo 5. Arreglo experimental	
5.1 Introducción	85
5.2 Fuentes luminosas	85
5.3 Sistema de cambio de camino óptico	92
5.4 Arreglos de microlentes	99
5.5 Simulación	102
5.6 Arreglo experimental	104
Referencias	105
Capítulo 6. Resultados experimentales	
6.1 Introducción	107
6.2 Armado del experimento	107

-6.2.1 Selección de componentes básicas y armado del interferómetro	108
-6.2.2 Alineación y ajuste de camino óptico	113
-6.2.3 Caracterización del piezoeléctrico	115
-6.2.4 Obtención y registro de franjas	119
-6.2.5 Obtención del perfil de profundidad de un portaobjetos	121
6.3 Sistema de cambio de camino óptico usando un reflector multipasos	124
6.4 Registro de franjas a campo completo	126
6.5 Pruebas con una muestra esparciva	128
Conclusiones del trabajo	135

TOMOGRAFÍA ÓPTICA COHERENTE A CAMPO EXTENDIDO.

1.1 Introducción

La vista es uno de los sentidos más importantes para las personas. Es el medio a través del cual la mayoría de las persona conocemos el mundo. Somos tan dependientes de la observación de imágenes que muchos conceptos nuevos nos parecen incomprensibles en ausencia de una figura que nos lo explique. Sin la vista nos sería imposible realizar una gran cantidad de labores. Sin embargo, nuestra vista tiene limitaciones: no podemos ver a través de objetos, ni ver cosas muy pequeñas, o muy lejanas. Las dos últimas limitaciones se compensaron hace ya algún tiempo con la invención de instrumentos ópticos como los telescopios, y posteriormente los microscopios, pero la primera necesitó un poco más de tiempo. El descubrimiento de los rayos X fue muy importante, pues entre otras cosas, permitió desarrollar una técnica para observar objetos densos en el interior de medios de menor densidad y no transparentes (para la luz visible). No mucho tiempo después de que el hombre se empezó a familiarizar con los rayos X se descubrió que estos eran dañinos para el cuerpo humano. Entre las alternativas que se han desarrollado, existe una técnica muy prometedora para ciertas aplicaciones conocida como tomografía óptica coherente (OCT por sus siglas en inglés). Esta técnica ofrece mejor resolución axial que otras técnicas alternativas y la capacidad de formar imágenes tomográficas de medios esparcivos usando radiación no dañina para el cuerpo humano.

1.2 Técnicas no invasivas y OCT

Si bien una radiografía convencional no aporta mucha más radiación al cuerpo que la ración anual que recibimos del ambiente, existen casos en que más de una exposición es deseable, pero se evita debido a los riesgos implicados. Los rayos X también tienen otras limitaciones, aunque son muy buenos para obtener radiografías del cuerpo, existen otros medios en los que no son tan útiles. Además, son incapaces de reconocer un tejido blando de otro.



Figura 1.1. Imagen típica obtenida con ultrasonido.¹

Una de las alternativas más conocidas para la mayoría de las personas es el ultrasonido. Esta es una técnica muy popular pues permite la observación de objetos en un medio esparcidor, sin la necesidad de invadir ni usar radiación dañina. Es la técnica estándar para observar a un nonato debido al riesgo que implicaría radiarlo con rayos X, además de la ya mencionada limitación con los tejidos blandos. Las desventajas principales de

esta técnica son que su resolución es inferior a los rayos X y que se requiere acoplar el instrumento generador de ultrasonido con el medio a observar para la adecuada propagación de las ondas mecánicas. La resolución axial del ultrasonido es de hasta 0.3 mm.



Figura 1.2. Tomografía de un cráneo humano obtenida con MRI (izquierda), comparada con una radiografía (derecha).^{2,3}

Otra técnica muy importante desarrollada recientemente es la resonancia magnética (MRI).⁴ Por medio de esta técnica se obtienen imágenes tomográficas sin necesidad de contacto de algún tipo, y recientemente ha madurado lo suficiente para permitir obtener información volumétrica. Las imágenes obtenidas con esta técnica son de muy buena calidad y ofrecen la posibilidad de distinguir el tipo de tejido. MRI aprovecha que el spin de las moléculas de un objeto cambia cuando son sometidas a un campo magnético, lo cual cambia su frecuencia de resonancia. La principal desventaja de esta técnica proviene de que se requieren campos magnéticos muy intensos para que el efecto sea

observable (más de 10000 veces el campo magnético de la tierra). Esto implica equipos muy grandes y costosos. La intensidad de los campos magnéticos acarrea varias cuestiones de seguridad, pues un objeto metálico pequeño puede convertirse en un proyectil, u objetos mayores pueden quedarse pegados al aparato volviéndose imposibles de remover sin apagar el magneto (algo que en ocasiones puede costar una gran cantidad de dinero). Además, personas con marcapasos o implantes metálicos no pueden hacer uso de esta técnica.

La tomografía óptica coherente es una técnica que ha despertado mucho interés desde su descripción a principios de los 90. Usa la coherencia de la luz para encontrar el perfil de reflectancia de una muestra a lo largo de la dirección axial. Por medio de una serie de estos perfiles se puede encontrar la imagen de una "rebanada" del objeto (figura 1.3). Una serie de estas rebanadas constituyen una imagen volumétrica. Una de las cosas que hacen más atractivas a OCT es que permite reconocer los fotones no esparcidos de los esparcidos, lo cual permite obtener imágenes incluso de medios esparcidos y con una resolución mayor a la del ultrasonido. Otra de las ventajas de OCT es que puede utilizarse con frecuencias en el visible y en el infrarrojo cercano, por lo que no es dañina para tejidos biológicos.

La profundidad de observación de OCT está limitada en tejidos biológicos por el coeficiente de esparción de la muestra. Con los detectores actuales no es posible obtener una imagen como la de la figura 1.2 usando OCT, debido a que la cantidad de radiación que atraviesa el cráneo es mínima. A pesar de esta severa limitación, OCT permite obtener imágenes microscópicas subsuperficie con una penetración de varios milímetros

sin necesidad de invadir el objeto. Esta característica le da a OCT aplicaciones en microscopía y endoscopía, y se han sugerido sistemas para poder introducir sondas en el organismo causando mínimo trauma.⁵ Otra aplicación posible de OCT sería observar objetos oscurecidos por un medio ligeramente esparcivo.

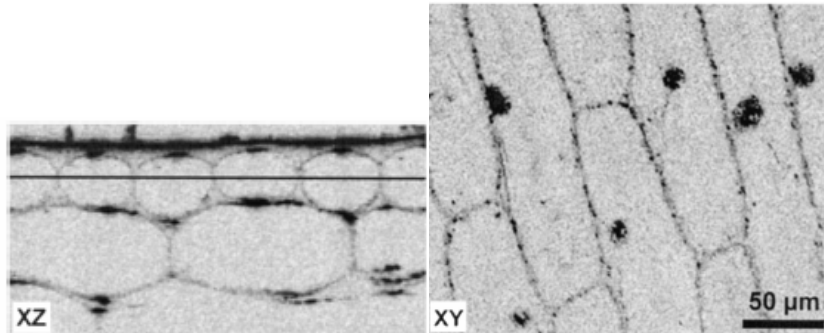


Figura 1.3. Micrografía de una cebolla obtenida por medio de OCT (izquierda), donde Z es la dirección axial. La línea horizontal indica la posición de la sección XY (derecha).⁶

Uno de los grandes problemas con los sistemas OCT actuales es la velocidad de adquisición de la información. Para formar la imagen de una sola rebanada se requiere una serie de exploraciones de profundidad (conocidas como A-scan). El número de exploraciones necesarias depende de la resolución lateral del sistema y del tamaño de la región a explorar. Así, para una resolución lateral de 20 micras, se requieren 50 A-scans para poder obtener una rebanada de 1mm de largo (a cada serie de A-scans se le llama B-scan, ver figura 1.4). Si además queremos obtener la información volumétrica subtendida por un área cuadrada de 1 mm de lado, el número de A-scans necesarios es de 2500. Si un A-scan se realizara en 100 µs, se requerirían 250 segundos para obtener la información volumétrica. Este tiempo de adquisición limita enormemente OCT por dos motivos. El primero es que se pierde la opción de obtener video en tiempo real o de

hacer endoscopía. El segundo es que en aplicaciones *in-vivo*, los tejidos sufren espasmos involuntarios y otro tipo de movimientos inevitables. Esto causa una desalineación entre A-scans, causando que la imagen reconstruida sea poco precisa o inservible en caso de que la muestra se mueva mucho.

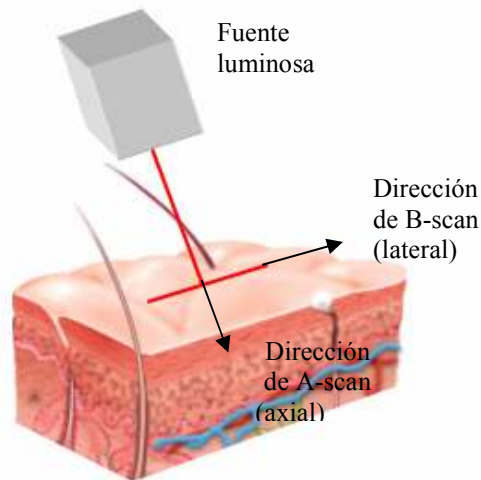


Figura 1.4. Direcciones de exploración en OCT.

El problema de la velocidad de adquisición se ha atacado de diversas maneras. Una de ellas es utilizar láseres pulsados en femtosegundos. De esta forma, la información se adquiere en una escala de tiempo mucho más pequeña que la de cualquier posible movimiento en la muestra. Estos láseres tienen la desventaja de ser muy caros, tener un gran tamaño y altos requerimientos de estabilidad, por lo que no suelen ser prácticos fuera de ambientes de laboratorio.

La alternativa a los láseres ultra rápidos es tomar varios A-scan a la vez. El incremento en la velocidad de adquisición es evidente para un sistema de este tipo.

1.3 Objetivos de la presente tesis

El principal objetivo de esta tesis es estudiar el principio de funcionamiento de OCT, y probar la factibilidad de un sistema de tomografía óptica coherente a campo completo usando arreglos de microlentes. Para lograr este propósito, comenzamos describiendo la OCT, para después analizar detalles como resolución y relación señal ruido. Finalmente, describimos los experimentos realizados para probar el concepto.

La tesis está conformada del modo siguiente. En el capítulo 2, analizamos las propiedades ópticas de los tejidos para determinar las longitudes de onda en las cuales se puede trabajar con esta técnica. En el capítulo 3 revisamos brevemente OCT y otras técnicas coherentes de caracterización de tejidos. En el capítulo 4 hablamos más a detalle de OCT y de varios aspectos técnicos. En el capítulo 5 revisamos las alternativas en las componentes del arreglo, y describimos brevemente una simulación. En el capítulo 6 describimos a detalle los experimentos realizados y discutimos sus resultados.

Referencias

1 Imagen en línea. <<http://www.cs.cmu.edu/~khaigh/baby/>>

2 Imagen en línea. De “The Basics of MRI”. Joseph P. Hornak, Ph.D. Copyright © 1996-2005 J.P. Hornak. <<http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>>

3 Imagen en línea. <<http://www.telegraph-road.org/waste.html>>

4 Joseph P. Hornak , “The Basics of MRI”.
<<http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/inside.htm>>

5 Xingde Li, Christian Chudoba, Tony Ko, Costas Pitris, James G. Fujimoto. "Imaging needle for optical coherence tomography", *Optics Letters*, Volume 25, Issue 20, 1520-1522. October 2000.

6 Imagen extraída de: Arnaud Dubois, Kate Grieve, Gael Moneron, Romain Lecaque, Laurent Vabre, and Claude Boccara, "Ultrahigh-resolution full-field optical coherence tomography", *applied optics* Vol. 43, No. 14, 10 May 2004, pag 2880.

7 B. Laude, A. de Martino, B. Drevillion, L. Benattar, L. Schwartz, " Full-field optical coherence tomography with thermal light," *Appl. Opt.*, 41(31), p. 6637-6645 (2002).

8 M. Akiba, K. P. Chan, N. Tanno," Full-field optical coherence tomography by two-dimensional heterodyne detection with a pair of CCD cameras," *Opt. Lett.*, 28(10), p. 816-819 (2003).

9 A. Unterhuber, B. Povazay, B. Hermann, H. Sattmann, W. Dexler, V. Yakovlev, G. Tempea, C. Schubert, E. M. Anger, P. K. Ahnelt, M. Stur, J.E. Morgan, A. Cowey, G. Jung, A. Stingl," Compact, low-cost Ti:Al₂O₃ laser for in vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, 28(11), p. 905-907 (2003).

10 C. Hauger, M. Worz, T. Hellmuth," Interferometer for optical coherence tomography," *Appl. Opt.*, 42(19), p. 3896-3902 (2003).

11 R.A. Leitgeb, C.K. Hitzenberger, A.F. Fercher, T. Bajraszewski, "Phase-shifting algorithm to achieve high-speed long-depth-range probing by frequency-domain optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, 28(22), p. 2201-2203 (2003).

2. Respuesta de los tejidos a la radiación electromagnética

2.1 Introducción

Para diseñar un sistema óptico que pretende obtener imágenes de tejidos biológicos, es necesario conocer la respuesta de dichos tejidos a las diferentes frecuencias del espectro electromagnético. Debido a esta dependencia de la frecuencia, existen regiones del espectro más adecuadas que otras para los fines deseados.

Durante muchos años, la técnica de rayos X ha dominado en diagnóstico médico. Esto se debe a que dicha parte del espectro electromagnético tiene una longitud de onda muy pequeña, por lo que atraviesa el tejido prácticamente sin esparcirse. De esta forma, la obtención de imágenes por medio del contraste entre tejido blando y tejido denso es relativamente sencilla. Pero a pesar de sus múltiples ventajas, los rayos X son radiación ionizante, dañinos para sistemas biológicos. Dosis prolongadas pueden causar mutaciones y cáncer, limitando la cantidad de exposiciones que una persona puede recibir. Por este motivo, existe un gran interés por desarrollar nuevas técnicas que utilicen algún tipo de radiación no dañina. Se sabe que las longitudes de onda más cortas que el visible son dañinas para los tejidos. Por otro lado, las longitudes de onda largas no son convenientes por presentar baja resolución. Así, la mayoría de las investigaciones se han hecho alrededor de la interacción del visible y el infrarrojo cercano con los tejidos biológicos.

Los sistemas de obtención de imágenes a frecuencias ópticas se basan en el hecho de que los tejidos biológicos son relativamente transparentes a algunas frecuencias del infrarrojo cercano (NIR) y del visible. En efecto, si se ilumina una mano con luz roja, puede observarse que una gran cantidad de la luz la atraviesa. A continuación, se tratará un poco más a detalle el fenómeno de la absorción de la onda electromagnética en tejidos biológicos, así como su dependencia con la longitud de onda.

2.2 Absorción

Cuando radiación electromagnética se propaga por un medio, pierde una parte de su energía debido a su interacción con las moléculas presentes en él. Como resultado, su potencia disminuye. La magnitud de esta atenuación depende del tipo de moléculas que forman el medio y de la concentración de éstas. Además, la absorción es un proceso dependiente de la frecuencia de la radiación.

La ley Beer-Lambert describe la absorción de la potencia de la radiación electromagnética en un medio libre de esparcimiento. Según esta ley, el medio consiste de varias partículas absorbentes disueltas en un sustrato no absorbente. La absorción A está relacionada con la concentración c de partículas y la distancia d que recorre el haz en el medio:

$$A = \ln(I_0 / I) = acd . \quad (2.1)$$

Donde I es la intensidad de la luz al salir del medio, I_0 es la intensidad incidente, a es el coeficiente de absorción relacionado con la partícula absorbente y A es la atenuación

expresada en densidades ópticas. El producto ac es llamado coeficiente de absorción (o de extinción) del medio, y se simboliza con μ_a . En un medio en que la absorción se debe a partículas de n diferentes tipos, el coeficiente de absorción del medio está dado por la suma de los productos ac correspondientes a cada absorbedor:

$$\mu_a = \sum_{i=1}^n a_i c_i \cdot [\text{cm}^{-1}] \quad (2.2)$$

En los tejidos animales, una gran cantidad de moléculas diferentes contribuyen a la absorción. Sin embargo, son básicamente dos sustancias las que limitan la propagación de la radiación visible y NIR, debido a su alta concentración: agua y hemoglobina.

En la figura 2.1 observamos el espectro de absorción del agua. A partir de 1200 nm la absorción aumenta considerablemente para dispararse cerca de los 1700 nm. También apreciamos que, en comparación, la absorción es insignificante en la región de 200 a 1200 nm. El lado derecho de la figura, es un acercamiento que nos muestra otro pico de absorción alrededor de 970 nm. Concluimos que la ventana de mayor transparencia del agua se extiende de los 200 a los 900 nm.

La hemoglobina, sustancia encargada de transportar oxígeno en la sangre, es otro esparcidor importante. La hemoglobina es la molécula que da color a la sangre. El espectro de absorción es ligeramente diferente para la hemoglobina oxigenada (HbO₂) que para la hemoglobina desoxigenada (Hb). En la figura 2.2 mostramos ambos espectros.

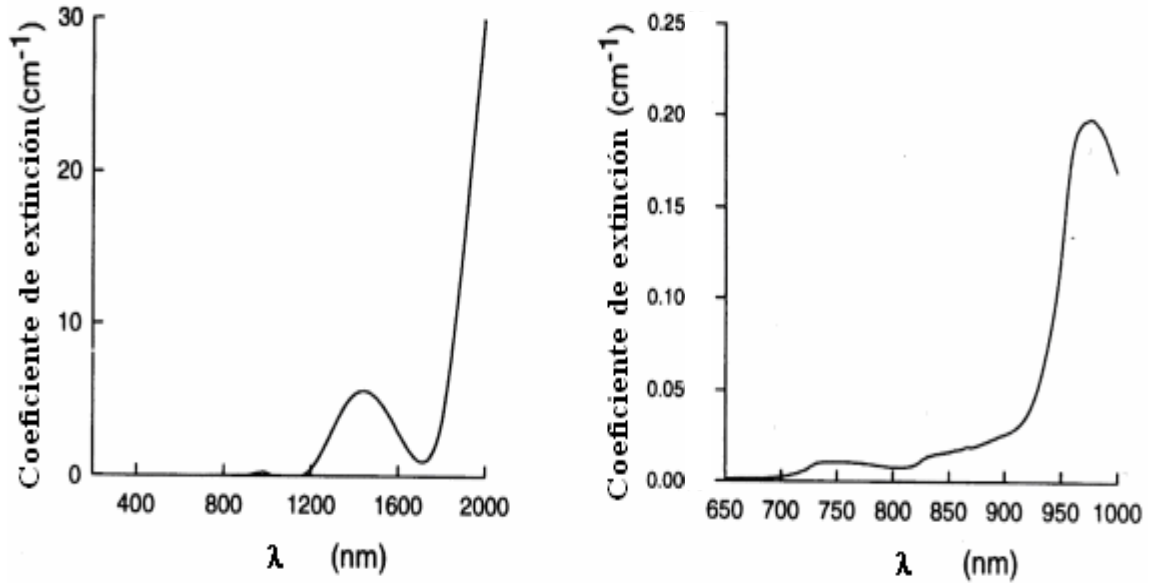


Figura 2.1. Espectro de absorción del agua en las frecuencias visibles y NIR.¹

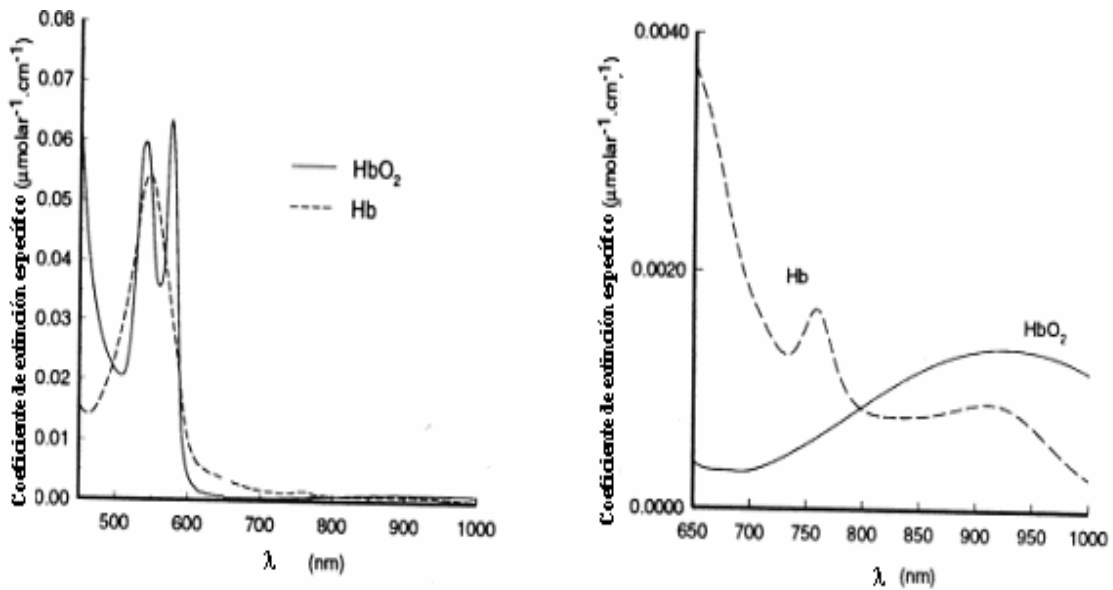


Figura 2.2. Espectro de absorción de la hemoglobina en las frecuencias visibles y NIR.²

Otra sustancia importante es la melanina. La melanina es una sustancia presente en la piel que protege al cuerpo de la radiación dañina contenida en la luz solar. Dicha

substancia tiene mayor absorción en el ultravioleta, la cual disminuye al aumentar la longitud de onda. El coeficiente de absorción efectivo de la piel depende de la concentración de melanina, siendo mayor para personas de piel oscura y menor para gente de piel clara. Las melanosomas son células que contienen la melanina. La piel de un adulto moderadamente pigmentado (10% de concentración de melanosomas por unidad de volumen en la epidermis) tiene un coeficiente de absorción de 17 cm^{-1} para 755 nm , y decae a 5.7 cm^{-1} para 1064 nm .³ La figura 2.3 presenta el espectro de absorción de la piel con una concentración del 10% de melanosomas.

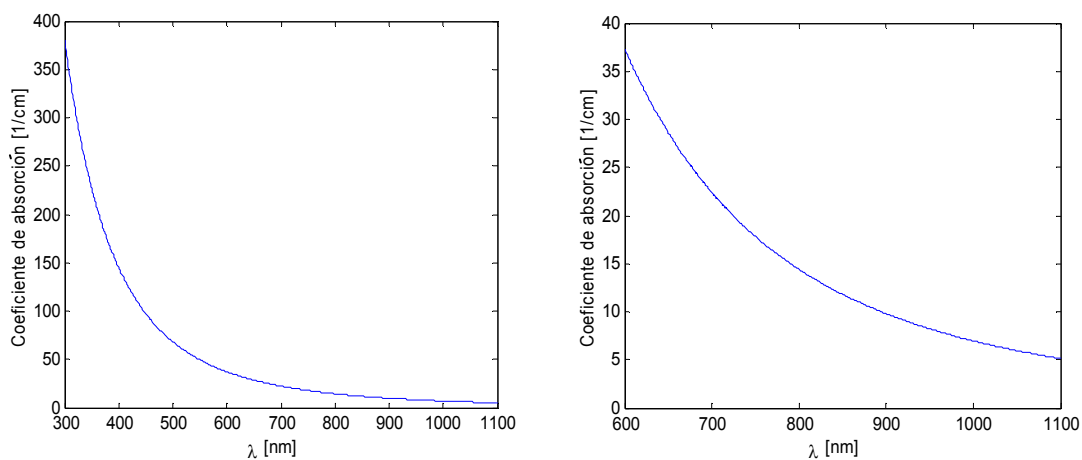


Figura 2.3. Espectro de absorción de la piel para una concentración del 10% de melanosomas.

Como ya habíamos mencionado, el agua y la hemoglobina constituyen una gran parte de los tejidos biológicos. Un sistema para obtener imágenes del tejido debe utilizar una longitud de onda que coincida con las ventanas de transparencia de transmisión de estas sustancias. Una de las ventanas más importantes es entre los 600 y 900 nm, aunque se puede aprovechar incluso hasta los 1200 nm. Se ha sugerido una longitud de onda óptima de $1 \mu\text{m}$ para evitar los efectos de la dispersión.⁴ En la figura 2.4 graficamos el

coeficiente de absorción de hemoglobina diluida en agua. Asumimos una concentración típica de 100 g de hemoglobina por litro de agua, y un peso molar de la hemoglobina de 66500 g/mol.⁵

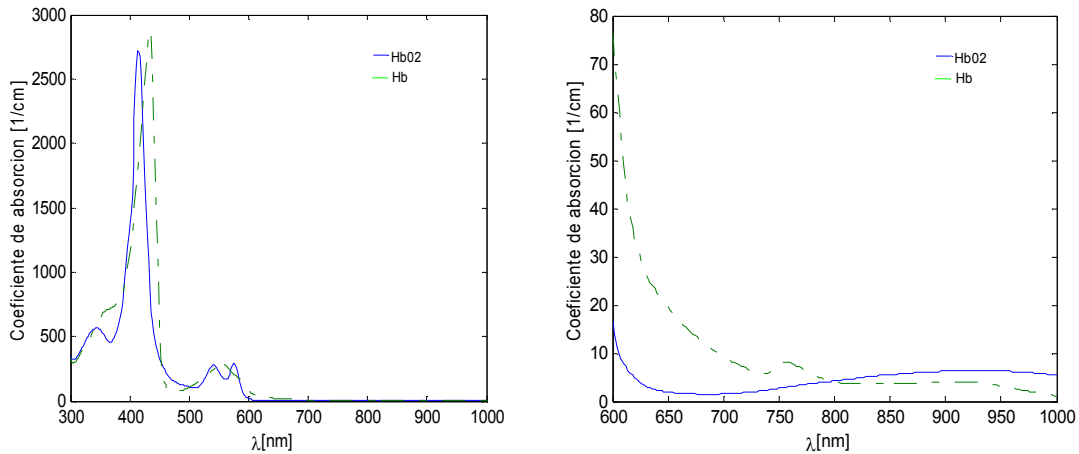


Figura 2.4. Coeficiente de absorción de hemoglobina disuelta en sangre.⁶

Desafortunadamente, esta transparencia no es suficiente para lograr buenas imágenes por transiluminación. En efecto, uno de los primeros intentos significativos fue el de observar el interior de un pecho femenino iluminándolo con una fuente de luz muy brillante en un cuarto oscuro. En estos experimentos se encontró que el esparcimiento múltiple ocasionaba que las estructuras interiores fueran demasiado difusas como para dar información útil. Los tejidos son medios heterogéneos, con homogeneidades de tamaños cercanos a los de las longitudes de onda del NIR. Por esto, la radiación es altamente esparcida. La mayoría de los fotones toman rutas aleatorias, provocando una severa pérdida de contraste en la imagen.

2.3 Esparcimiento

Este fenómeno ocurre cuando la luz viaja por un medio no homogéneo. El índice de refracción cambia en cada punto, de manera que es aleatorio para fines prácticos. Esto produce que la luz se refracte de una manera impredecible en todas direcciones, teniendo el efecto final de reducir la intensidad del haz. Como este cambio de dirección es aleatorio, una parte de los fotones esparcidos regresa a la dirección de propagación original, pero su camino óptico es mayor al de los fotones que no se desviaron. A los fotones que no cambian de dirección al atravesar el medio no homogéneo se les llama fotones balísticos, y son de gran importancia, como se verá más adelante, pues no pierden su coherencia.

En la figura 2.5 mostramos tres rutas posibles para los fotones en un medio esparcivo. Los fotones balísticos no se desvían al atravesar el medio, y siguen la ruta *a* de la figura. La cantidad de fotones balísticos depende de las propiedades esparcivas del medio. La ruta *b* muestra fotones que se desvían muy poco al atravesar el medio, y son conocidos como fotones “serpiente” o “semi balísticos”. Los fotones de la ruta *c* tomaron una ruta aleatoria en el medio y han perdido la coherencia. Normalmente, los fotones con rutas aleatorias son los que más contribuyen a la intensidad en el detector.⁷

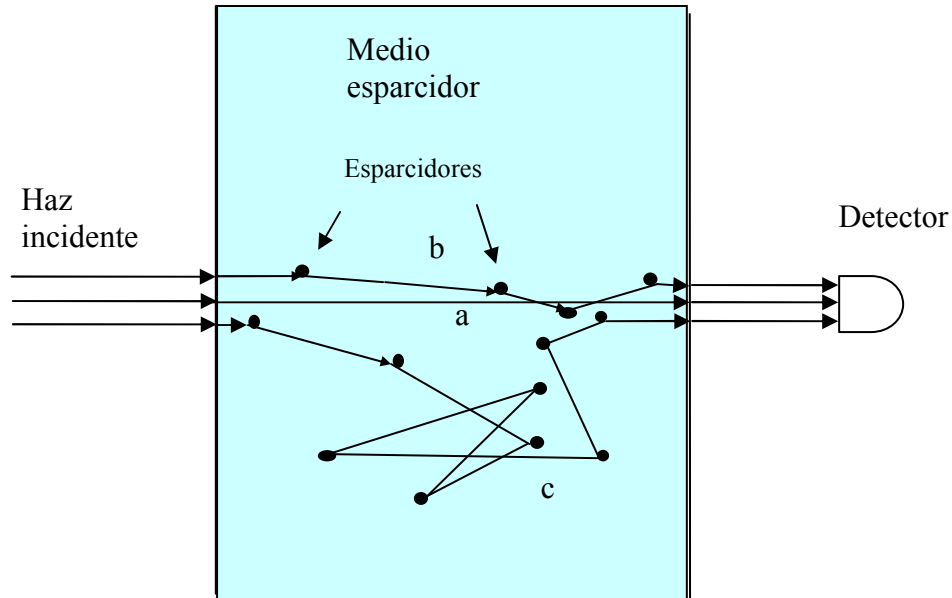


Figura 2.5. Tres rutas posibles para fotones que se propagan en un medio

Las membranas celulares y los organelos celulares esparcen significativamente la luz visible y el infrarrojo cercano. En estas longitudes de onda, el esparcimiento es un fenómeno muy intenso para tejidos biológicos, y domina sobre los efectos de absorción.

El patrón de la radiación esparcida está relacionado con el tamaño de la partícula esparcidora relativo a la longitud de onda de la luz. Cuando la partícula es de un tamaño cercano o menor a la longitud de onda, se tiene esparcimiento de Rayleigh, el cual tiende a ser isotrópico. Cuando la partícula es mayor que la longitud de onda, se tiene esparcimiento de Mie, que es predominante en la dirección hacia adelante y no es muy dependiente de la longitud de onda.

Cuando una onda plana incide en un objeto esparcidor, una parte de su energía es desviada en otras direcciones, por lo que pierde intensidad en la dirección original. Un parámetro útil en el modelado del esparcimiento es la llamada sección de esparcimiento

transversal σ_s . En la figura 2.6 se muestra el proceso de esparcimiento debido a una partícula. Un haz colimado de sección transversal S y potencia P_{in} , viajando en la dirección \hat{s} incide en una partícula esparcedora (figura 2.6a). Después, figura (2.6b), el haz ha perdido una potencia igual a la potencia esparcida, por lo que su potencia es ahora $P_{in}-P_s$. Si definimos:

$$\sigma_s(\hat{s}) = \frac{P_s}{I_{in}} \quad [\text{m}^2] \quad (2.3)$$

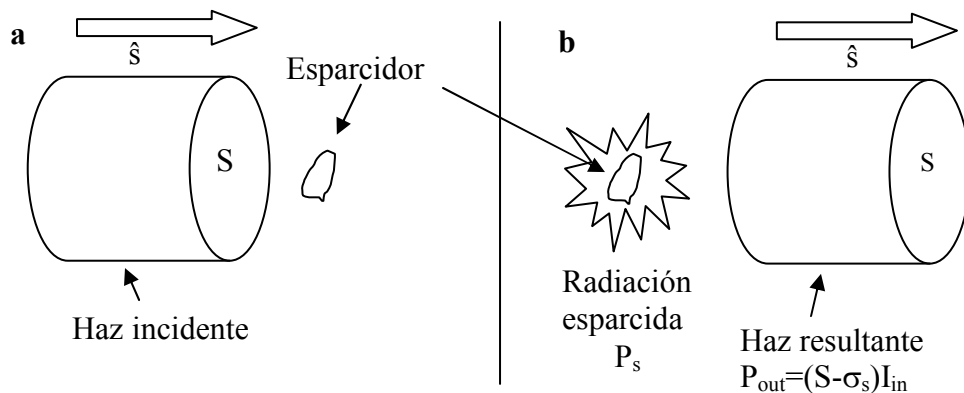


Figura 2.6. Un haz pierde una parte de su energía al incidir en una partícula esparcedora. La potencia esparcida es proporcional a la sección de esparcimiento transversal de la partícula.

La potencia de salida es:

$$P_{out} = (S - \sigma_s) I_{in} \quad [\text{W}] \quad (2.4)$$

La sección transversal de esparcimiento es el área que debemos tapar para que un haz pierda una potencia igual a la potencia esparcida P_s . La sección transversal de esparcimiento depende de la dirección del haz incidente.

La ecuación 2.5 es una expresión análoga a la ley de Beer Lambert. Describe la atenuación A de la luz propagándose en un medio esparcidor:

$$A = \ln(I_0 / I) = N\sigma_s d \quad (2.5)$$

Aquí N es la cantidad de esparcidores por unidad de volumen y d es la distancia recorrida en el medio. El producto $N\sigma_s$ se conoce como coeficiente de esparcimiento del medio μ_s . El recíproco de esta cantidad se llama camino libre, y puede verse como la distancia promedio que recorre un fotón sin ser esparcido.

Cuando el esparcimiento es debido a más de una sustancia esparcidora, la ecuación anterior no aplica. A diferencia de la absorción, cuando se trata de esparcimiento no es posible sumar los coeficientes de esparcimiento individuales para encontrar el coeficiente total del medio. En este caso, el esparcimiento se describe con la función de fase $\varphi(\mathbf{p}, \mathbf{q})$, que describe la probabilidad de que un fotón viajando en la dirección \mathbf{p} sea esparcido en la dirección \mathbf{q} . Hablaremos más sobre esta función de fase en la sección 2.4.

Si el esparcidor es esféricamente simétrico, entonces la función de fase depende sólo del ángulo entre \mathbf{p} y \mathbf{q} . En este caso definimos una nueva cantidad, el factor de anisotropía g . El valor de g puede ir entre 0 y 1, siendo $g=0$ el caso límite del esparcimiento de Rayleigh y $g=1$ corresponde al esparcimiento de Mie. De esta manera, definimos un nuevo coeficiente de esparcimiento:

$$\mu_s' = \mu_s(1 - g) \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (2.6)$$

Esto significa que cuando g es cercano a 1, una buena parte de la potencia regresa a la dirección original, contribuyendo a la intensidad de salida. Entonces, μ_s' describe el número de esparcidos efectivos de un medio. Por simplicidad, en muchas ocasiones se considera a las partículas esparcadoras como esféricas.

Existe una modificación de la ley de Beer-Lambert que incluye el esparcimiento. Esto se lleva a cabo agregando un término aditivo desconocido G debido al esparcimiento y modificando la distancia geométrica d que recorre la luz, ya que al ser esparcida recorre una distancia mayor. A la verdadera distancia recorrida se le llama camino diferencial DP , y es igual al producto de la distancia d por un factor de camino diferencial DPF . Entonces, la atenuación es:

$$A = \ln I_0 / I = (acd)(DPF) + G \quad (2.7)$$

Como G un factor desconocido, es imposible conocer la concentración de una sustancia a partir de la atenuación. Sin embargo, es posible darse cuenta de un cambio en concentración midiendo la atenuación en dos tiempos diferentes y encontrando la diferencia de atenuación, suponiendo que G se mantiene constante, es decir:

$$A_2 - A_1 = a(c_2 - c_1)dDPF. \quad (2.8)$$

Para conocer el cambio de concentración, aún es necesario conocer la distancia geométrica d y el factor de camino diferencial. Existen varias técnicas para medir la DPF , y se pueden clasificar como técnicas en el dominio del tiempo y técnicas en el dominio de la frecuencia.

Cuando un pulso luminoso atraviesa un medio esparcidor, sus fotones experimentan diferentes retrasos, ocasionando un ensanchamiento de pulso. Las técnicas en el dominio del tiempo se basan en la medición del tiempo de retraso medio de los fotones. La *DPF* se determina por una simple ecuación de tiempo de vuelo, $D.P.F. = c \langle t \rangle / nd$. c es la velocidad de la luz en el vacío, $\langle t \rangle$ es la diferencia de tiempo entre el haz entrando al medio y el tiempo medio que le toma atravesarlo, n es el índice de refracción del medio, generalmente considerado de 1.4 para tejidos biológicos y d es la distancia que recorre el haz. En la figura 2.7 ilustramos esta técnica.

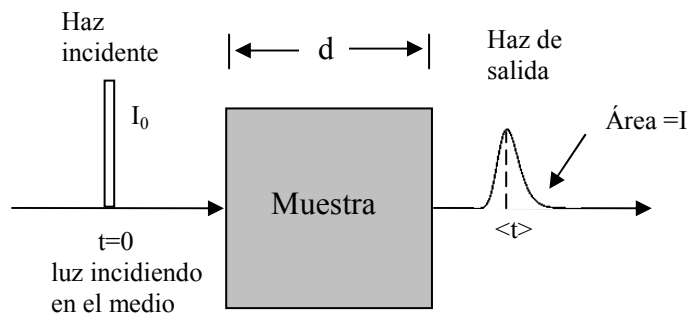


Figura 2.7: Medición del tiempo de vuelo de los fotones. El tiempo $\langle t \rangle$ es el tiempo promedio que tardan los fotones en atravesar el medio.

Las técnicas en el dominio del tiempo requieren láser de pulsos muy cortos y detectores muy rápidos. Además, en ocasiones no es posible saber d con certeza, lo que provoca que la técnica falle.

Una alternativa es hacer las mediciones en el dominio de la frecuencia. Esto se logra modulando un láser CW (continuous work) en forma senoidal, y midiendo el desfase al atravesar el medio. Las mediciones son en tiempo real y los cambios

en d no les afectan. El camino óptico está relacionado con el desfaseamiento P y la velocidad de propagación c :

$$DP = Pc/(2\pi fn) \quad [\text{m}] \quad (2.9)$$

La frecuencia de modulación f se elige en unos cuantos cientos de megahertz. La técnica se ilustra en la figura 2.8.

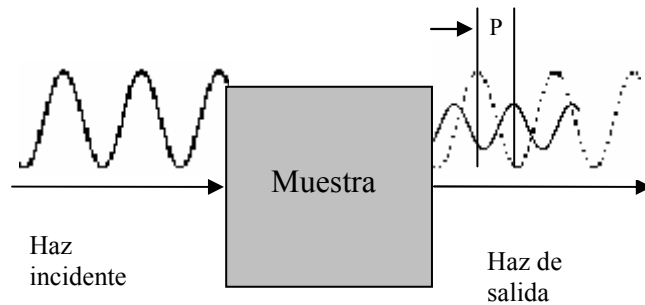


Figura 2.8: Medición de la DPF por medio de técnicas en el dominio de la frecuencia.

2.4 Modelo de transporte de radiación

El modelo de transporte de radiación (RT) permite predecir la distribución de la energía radiante al atravesar un medio esparcivo. Este modelo descarta todo efecto de interferencia suponiendo que la luz pierde su coherencia debido al esparcimiento. Este tipo de enfoque para resolver problemas es un tipo de problema directo, en contraste a los llamados “problemas inversos”, de los que trataremos en el siguiente capítulo.

El modelo RT considera a los esparcidores como isotrópicos, por lo que la función de fase $\varphi(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ depende del coseno entre los vectores unitarios \mathbf{p} y \mathbf{q} , es decir, de $\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}} = \cos \theta$. La función de fase se expresa en términos de la sección de esparcimiento diferencial:

$$\varphi(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}}) = \frac{4\pi}{\sigma_s + \sigma_a} \frac{d\sigma_s}{d\Omega}(\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}}). \quad (2.10)$$

Donde σ_a es la sección transversal de absorción y Ω es el ángulo sólido a través del cual se transporta la radiación. El factor de anisotropía g está definido como:

$$g = \frac{\int \varphi(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}}) \hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}} d\Omega}{\int \varphi(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{q}}) d\Omega} \quad (2.11)$$

es la probabilidad de que la radiación se desvíe en la dirección del ángulo θ dividido entre la probabilidad de que desvíe en cualquier dirección.

La parte fundamental del modelo RT es una ecuación integro-diferencial conocida como la ecuación de transporte de radiación. Con ella podemos encontrar la intensidad en un punto del espacio, en un tiempo dado de los fotones propagándose en la dirección \mathbf{p} . Aunque esta ecuación es en general difícil de resolver, es posible analizar casos límite. La ecuación de transporte de radiación está dada por la expresión 2.12.

$$\frac{1}{c_m} \frac{d}{dt} I(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t) + \hat{s} \cdot \nabla I(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t) = -(\mu_a + \mu_s) I(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t) + \frac{\mu_a + \mu_s}{4\pi} \int \varphi(\hat{p}, \hat{q}) I(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t) d\Omega' + Q(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t) \quad (2.12)$$

$I(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t)$ representa la intensidad en el punto señalado por $\mathbf{r}(t)$ debido a los fotones que viajan en la dirección \hat{s} en el tiempo t . El primer término del lado derecho describe las pérdidas por esparcimiento y absorción, el segundo la potencia esparcida en la dirección de propagación y el tercero, $Q(\mathbf{r}(t), \hat{s}, t)$, es un término que describe las fuentes luminosas.

La ecuación 2.12 (también llamada ecuación de Boltzmann) no ha podido resolverse de forma general. Se han usado varias aproximaciones para resolver algunos problemas de transporte de radiación en medios turbios con ciertas geometrías.⁸

Una de las aproximaciones obtenidas es la conocida como *scattering dominant limit*, la cual considera que la absorción en el medio es muy pequeña, permitiendo una profundidad de penetración significativa. Considerando el régimen de estado estacionario en un medio libre de fuentes se llega a unas distribuciones probabilísticas que pueden ser usadas para resolver problemas de fuentes finitas y medios con fronteras definidas.

2.5 Características típicas de los tejidos

A lo largo del capítulo hemos descrito varios parámetros útiles en el modelado de tejidos como medios ópticos. En la sección 2.2 hablamos de las restricciones que impone la

absorción debida a la hemoglobina y al agua. En la sección 2.3 hablamos sobre la dispersión, la cual depende del tipo de tejidos. Por ejemplo, el humor vítreo del ojo es muy poco esparcivo a comparación de otros tejidos. En esta sección discutimos algunas características típicas de varios tejidos.

Uno de los parámetros ópticos más importantes es el índice de refracción. Como estamos tratando con medios heterogéneos, el índice es función de la posición. De esta forma, cuando hablamos del índice de refracción de un medio heterogéneo, en realidad habamos de un índice de refracción “promedio”. Una manera de definirlo es como la suma ponderada de los índices de refracción de cada substancia presente en el volumen:

$$\bar{n} = \sum_i n_i \frac{V_i}{V}. \quad (2.13)$$

Donde n_i , V_i son el índice de refracción y el volumen ocupado por cierta substancia respectivamente, y V es el volumen total del medio. Como el agua es uno de los mayores constituyentes de los tejidos, su índice de refracción ($n=1.33$) es el valor mínimo para fluidos y tejidos blandos. Por otro lado, una de las substancias con mayor índice de refracción es la melanina ($n=1.6$), encontrada en la piel. El índice de refracción para tejidos en el intervalo de interés (del rojo al infrarrojo cercano) se encuentra entre 1.36 y 1.4. Por ejemplo, el cerebro, la aorta y el riñón tienen un índice de refracción entre 1.36 y 1.40. El citoplasma entre 1.35 y 1.38. La grasa alrededor de 1.45. Tejidos duros como los dientes llegan a 1.62. En la tabla 2.1 resumimos algunos de los índices de refracción para diversos tejidos.

Tejido	Descripción	Longitud de onda(nm)	Índice de refracción
Piel	Rata	456-1064	1.42
	Ratón	456-1064	1.4
Cerebro humano	Materia gris	456-1064	1.36
	Materia blanca	456-1064	1.38
Riñón	Humano	633	1.417
	Canino	633	1.4
	Porcino	633	1.39
Ojo humano	Humor acuoso	400-700	1.336
	Cornea (integral)	400-700	1.376
	Cristalino(superficie)	400-700	1.386
	Cristalino (centro)	400-700	1.406
	Humor vítreo	400-700	1.336
Uña		842-858	1.51
Diente	Enamel	842-858	1.65
	Dentina	842-858	1.54
Cabello	Negro	850	1.59

Tabla 2.1. Índice de refracción de diversos tejidos.⁹

Los esparcidores más importantes tienen un diámetro entre 100 nm y 6 μ m. Este intervalo incluye a la ventana de transmisión del infrarrojo cercano (600-1200 nm). Muchas de las estructuras están en el régimen de esparcimiento de Mie, lo que implica que hay mucho esparcimiento hacia adelante.

Dentro de la célula, existen organelos de diferentes tamaños, desde la mitocondria, que tiene una longitud entre .5 μ m y 2 μ m, hasta los núcleos, que tienen entre 4 y 6 μ m de diámetro. Las células por si mismas tienen un diámetro de unas cuantas micras, entre 10

y $20\ \mu\text{m}$ (figura 2.9), aunque existen algunas mucho más grandes (los óvulos son las células humanas más grandes, con un tamaño alrededor de $100\ \mu\text{m}$). Las melanosomas son estructuras importantes en el esparcimiento en la piel, con tamaños entre $100\ \text{nm}$ y $2\ \mu\text{m}$.

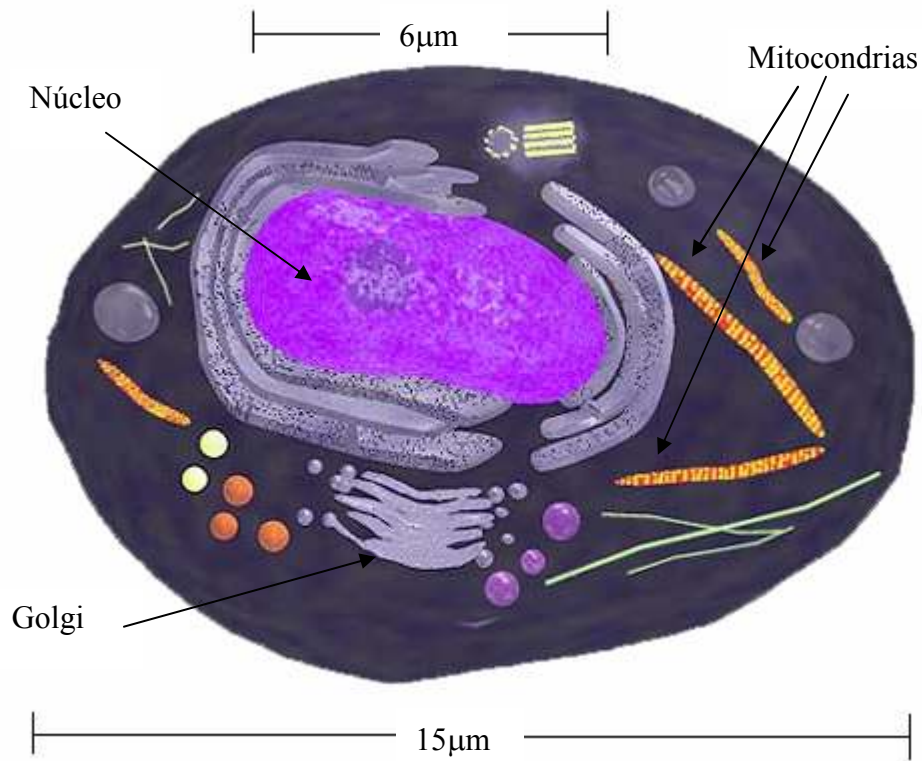


Figura 2.9. Célula eucariota típica.¹⁰

Los esparcidos más fuertes en la sangre son los eritrocitos, células en forma de disco también conocidas como glóbulos rojos, cuyos diámetros están entre 7 y $9\ \mu\text{m}$, y su ancho es de $2\ \mu\text{m}$.

Los tejidos de soporte, formados por sustancias entre las que se encuentra la elastina (figura 2.10) y el colágeno, presentan propiedades de esparcimiento debido a sus inhomogeneidades estructurales. Estas variaciones son de escala menor a las longitudes de onda de interés (entre 60 y 200 nm)¹¹, por lo que su esparcimiento es principalmente de Rayleigh.

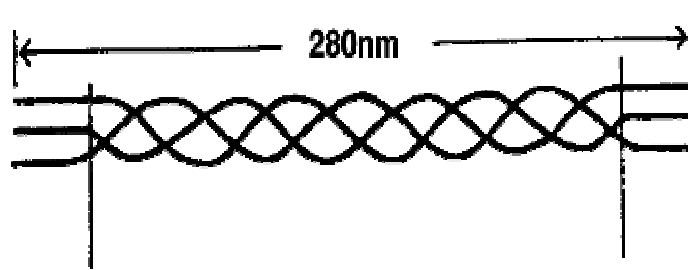


Figura 2.10. Hélice triple de colágeno.

En la tabla 2.2 tabulamos algunos coeficientes de esparcimiento de tejidos biológicos.

Tejido	Descripción	Longitud de onda(nm)	μ_s (1/cm)	g
Piel (in vitro)	Epidermis	250	2000	0.69
		337	1200	0.72
		415	800	0.74
		514	600	0.77
		633	450	0.8
	Dermis	250	833	0.69
		337	500	0.72
		415	320	0.74
		514	250	0.77
		633	187.5	0.8

Cerebro (in vitro)	Materia blanca	633	532	0.82
	Materia gris	633	354	0.94
Sangre	Oxigenada	665	1246	0.995
	Desoxigenada	665	509	0.995
Riñón		635	313	0.68
Útero		635	394	0.69
Pulmón		635	324	0.75
Vejiga		633	88	0.96
Diente	Dentina	633	1200	0.44

Tabla 2.2. Coeficiente de esparcimiento de diversos tejidos.¹²

En la tabla apreciamos que hay una gran variación de coeficientes de esparcimiento para las diferentes partes del cuerpo, y que esta variación es dependiente de la longitud de onda. La tabla también nos permite encontrar la reducción de la potencia del haz al viajar a través de los tejidos. La cantidad de fotones balísticos disminuye en 99.3% después de haber atravesado una distancia igual a $5/\mu_s$ cm. El tejido menos esparcivo de la tabla es la vejiga, en la cual la reducción del 99.3% sucede después de 6.25mm (a 633 nm), mientras que en la epidermis esto sucede después de sólo 111 μ m. Además, debido a la anisotropía, una cantidad considerable de fotones esparcidos regresan a la dirección original, enmascarando a los fotones balísticos. En el caso descrito de la vejiga, la potencia de los fotones esparcidos es 131 veces mayor a la de los balísticos después de $5/\mu_s$ cm. Para el caso de la epidermis, la potencia aportada por el esparcimiento hacia adelante es 89.25 veces mayor.

Referencias

1 De “The absorption spectra of pure water”. Imagen en línea.

< http://www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/research/NIR_topics/nirs.htm>.

2 De “The absorption spectra of HbO₂ and Hb”. Imagen en línea.

< http://www.medphys.ucl.ac.uk/research/borg/research/NIR_topics/nirs.htm>.

3 Steven L. Jacques. Skin Optics. Oregon Medical Laser Center News. Jan 1998.
<<http://omlc.ogi.edu/news/jan98/skinoptics.html>>.

4 Y. Wang, J. S. Nelson, Z. Chen, B. J. Reiser, R. S. Chuck, R. S. Windeler, ”Optimal wavelength for ultrahigh-resolution optical coherence tomography,” Opt. Express, 11(12), p. 1411-1417 (2003).

5 Prahl, Scott. Tabulated Molar Extinction Coefficient for Hemoglobin in Water.

<<http://www.seas.upenn.edu/courses/belab/ReferenceFiles/Chemicals/hgbextdata.txt>>.

6 Datos obtenidos por: W. B. Gratzer, Med. Res. Council Labs, Holly Hill, London. N. Kollias, Wellman Laboratories, Harvard Medical School, Boston

7 Vo-Dinh, Tuan. Biomedical Photonics Handbook. CRC press. 1A. Ed páginas (2-1)-(4-24), (2003).

8 Medical Optical Tomography: Functional Imaging and Monitoring. SPIE institutes, vol. IS11. SPIE optical engineering press. Páginas 65-87. 1993.

9 De: “Index of refraction for Various Tissues, Tissue Components, and Biofluids”. Vo-Dinh, Tuan. Biomedical Photonics Handbook. Página 2-37.

10 © Quill Graphics. All rights reserved.

<<http://www.cellsalive.com/cells/animcell.htm>>

11 J. H. Kinney, J. A. Pople, G. W. Marshall, S. J. Marshall. Collagen Orientation and Crystallite Size in Human Dentin: A Small Angle X-ray Scattering Study. *Calcif Tissue Int* (2001) 69:31–37.

12 De: “Scattering Parameters for the Various Tissues, Tissue Components and Biofluids”. Vo-Dinh, Tuan. *Biomedical Photonics Handbook*. Página (2-39)-(2-57).

13 M. Lazenbnik, D. L. Marks, K. Potgieter, R. Gillette, S. A. Boppart,” Functional optical coherence tomography for detecting neural activity through scattering changes,” *Opt. Lett.*, 28(14), p. 1218-1220 (2003).

3. Técnicas coherentes para la caracterización de tejidos biológicos

3.1 Introducción

Como mencionamos en el capítulo anterior, la principal limitación de usar infrarrojo cercano para obtener imágenes de tejidos biológicos es que son altamente esparcidos. Como los fotones esparcidos son varios órdenes de magnitud más que los fotones balísticos, el contraste de la imagen se pierde.

El problema se ha tratado de solucionar desde varios enfoques. Dichos enfoques aprovechan que el esparcimiento tiende a destruir ciertas propiedades de los fotones, por ejemplo, polarización¹ o coherencia. La tomografía óptica coherente (OCT) utiliza el concepto de coherencia para discriminar los fotones esparcidos de los no esparcidos, basándose en el hecho de que sólo estos últimos mantienen la coherencia y por lo tanto pueden producir interferencia.² Esta técnica ha logrado grandes avances, y existen compañías trabajando en ella con fines comerciales.^{3,4} Su principal ventaja sobre otras técnicas no invasivas es que utiliza radiación no ionizante y presenta mayor resolución que el ultrasonido.⁵

La OCT es una técnica que está en fase de desarrollo. Muchos investigadores están trabajando para resolver sus limitaciones y lograr aplicaciones de gran impacto. Entre las técnicas derivadas más prometedoras se encuentra la tomografía óptica de Fourier (FOCT) y la tomografía óptica coherente espectroscópica (SOCT).

En el presente capítulo tratamos el principio de funcionamiento de la OCT, y las variaciones más importantes de esta técnica. Comenzaremos tratando el concepto de coherencia temporal de la luz, principio físico que hace posibles el desarrollo de estas técnicas.

3.2 Coherencia en un divisor de amplitud

Suponemos una fuente emisora de ondas electromagnéticas planas. Su espectro en frecuencia es $E(\nu - \nu_0)$, donde ν_0 es la frecuencia central, y su función de forma de línea es $E(\nu)$ (figura 3.1). Su forma temporal $E(t)$ está dada por la transformada inversa de Fourier de su espectro:

$$E(t) = F^{-1}\{E(\nu - \nu_0)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu - \nu_0) e^{2\pi i \nu t} d\nu = e^{2\pi i \nu_0 t} F^{-1}\{E(\nu)\} \quad [\text{V/m}]. \quad (3.1)$$

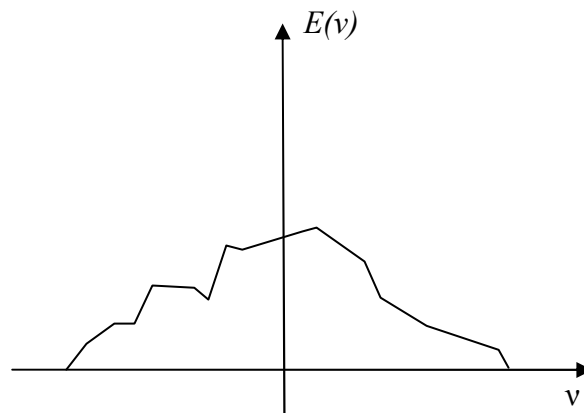


Figura 3.1. Forma del espectro de la fuente. .

Rescribimos 3.1 de una forma más conveniente:

$$E(t) = e^{2\pi i v_0 t} s(t) \quad (3.2)$$

Donde $s(t)$ es la transformada de Fourier inversa de la función $E(v)$.

Hacemos pasar esta onda plana por un divisor de haz, después del cual obtenemos dos haces en fase pero con diferente intensidad. Introducimos un cambio de fase en uno de los haces respecto al otro. Finalmente, combinamos los dos haces. El campo eléctrico resultante es:

$$E_r(t) = Ae(t) + Be(t - z/c) = e^{2\pi i v_0 t} \left(As(t) + Be^{-2\pi i v_0 z/c} s(t - z/c) \right). \quad (3.3)$$

Donde A y B son las amplitudes de cada haz, y z/c es el desfase en tiempo, siendo c la velocidad de la luz. La intensidad asociada es:

$$I(z) \propto \langle e_r(t) e_r^*(t) \rangle = \left\langle \left(As(t) + Be^{-2\pi i v_0 z/c} s(t - z/c) \right) \left(As^*(t) + Be^{2\pi i v_0 z/c} s^*(t - z/c) \right) \right\rangle. \quad (3.4)$$

Los símbolos $*$ y $\langle \rangle$ denotan complejo conjugado y promedio temporal, respectivamente. Nótese que la intensidad es función del desfase z . Desarrollamos el producto para llegar a la expresión:

$$I(z) \propto \left\langle \left(|A|^2 |s(t)|^2 + |B|^2 |s(t - z/c)|^2 + AB e^{-2\pi i v_0 z/c} s(t - z/c) s^*(t) + AB e^{2\pi i v_0 z/c} s(t) s^*(t - z/c) \right) \right\rangle. \quad (3.5)$$

El promedio temporal de una función es el mismo aunque esta se encuentre desplazada. Además, la suma de dos cantidades complejas equivale a dos veces su parte real. De esta forma, obtenemos:

$$I(z) \propto (A^2 + B^2) \langle |s(t)|^2 \rangle + 2AB \operatorname{Re} \left\{ e^{-2\pi i \nu_0 z / c} s^*(t) s(t - z/c) \right\}. \quad (3.6)$$

En el caso en que $E(\nu)$ es simétrica, $s(t)$ es puramente real, por lo que la expresión 3.6 se simplifica a:

$$I(z) \propto (A^2 + B^2) \langle |s(t)|^2 \rangle + 2AB \cos(2\pi \nu_0 z / c) \langle s(t - z/c) s(t) \rangle. \quad (3.7)$$

El término de la izquierda es simplemente la suma de los promedios de cada haz. El promedio temporal del término de la derecha se puede identificar como la autocorrelación de la forma del pulso, a la cual llamamos función de coherencia. La forma de la función de coherencia está estrechamente relacionada con el espectro de la fuente. Nótese que en este análisis asumimos que los cambios de amplitud en el divisor de haz no dependen de la frecuencia y no introducen un cambio de fase. Estos resultados no son suficientes para modelar una situación real, pero son útiles para describir el principio de funcionamiento.

A continuación analizamos un par de distribuciones espectrales importantes: la de una fuente monocromática y la de una fuente gaussiana.

En el caso de tener un divisor de haz 50/50 ($A=B=1/\sqrt{2}$) y una fuente monocromática con frecuencia ν_0 , $E(\nu)=\delta(\nu)$ y la $s(t)$ correspondiente es igual a 1. Sustituimos en la ecuación 3.7:

$$I(z) \propto \langle 1 + \cos(2\pi \nu_0 z / c) \rangle = 2 \cos^2(\pi \nu_0 z / c). \quad (3.8)$$

Esta ecuación describe las franjas de interferencia cosenoidales que se producen, por ejemplo, en un interferómetro de Michelson debido a un haz monocromático.

En el caso en que $E(\nu)$ no es una delta, sino la gaussiana $\sqrt{\alpha/\pi}e^{-\alpha\nu^2}$ (donde $\omega=2\pi\nu$) y $s(t) = e^{-t^2/4\alpha}$, tenemos que la intensidad es proporcional a:

$$I(z) \propto (A^2 + B^2) \langle e^{-t^2/2\alpha} \rangle + 2AB \cos(2\pi\nu_0 z/c) \langle e^{-t^2/4\alpha} e^{-(t-z/c)^2/4\alpha} \rangle. \quad (3.9)$$

Resaltamos que en la expresión 3.9, los dos términos están multiplicados por un factor de promedio temporal. Desarrollamos el segundo término para encontrar el siguiente valor de intensidad:

$$I(z) \propto (A^2 + B^2) \langle e^{-t^2/2\alpha} \rangle + 2AB \cos(2\pi\nu_0 z/c) e^{-(z/c)^2/4\alpha} \langle e^{-t^2/2\alpha + 2tz/4\alpha} \rangle. \quad (3.10)$$

En esta ecuación se aprecia que el término de interferencia consiste en una envolvente gaussiana con una portadora de frecuencia $\nu_0 z/c$. El efecto de la envolvente es hacer que el término de interferencia desaparezca cuando el desfase entre ambos haces es muy grande. Además apreciamos que el ancho de esta envolvente es inversamente proporcional al ancho del espectro. Definimos a la longitud de coherencia como:

$$L_c = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}. \quad [\text{m}] \quad (3.11)$$

Donde $\Delta\nu$ es el ancho de banda espectral, $\Delta\lambda$ es el ancho de banda en el espacio de la longitud de onda y λ_0 es la longitud de onda central.⁶ La longitud de coherencia depende del criterio que tomemos para medir el ancho de banda.

En la mayoría de las aplicaciones interferométricas nos interesa que las franjas tengan una visibilidad cercana a la unidad (una visibilidad de 1 corresponde a una diferencia de camino óptico de cero), por lo que es muy deseable igualar los caminos ópticos y tener fuentes con anchos espectrales estrechos (cuasi monocromáticas). Sin embargo, es posible aprovechar el concepto de coherencia para otros fines, como lo mostramos en la siguiente sección.

3.3 Interferometría de luz blanca para medición de perfil de altitud

El antecesor inmediato a la OCT se encuentra en la técnica conocida como interferometría de luz blanca.⁷ Esta técnica puede ser utilizada para medir el perfil de altitud de una muestra reflectora.

Mostramos un arreglo básico para estos fines en la figura 3.2. La fuente de luz tiene un espectro $S(\nu)$ y la muestra es una superficie reflectora. Por simplicidad consideramos que el haz incidente es muy estrecho y que el detector es puntual.

Consideramos que el espectro es una gaussiana de amplitud A y ancho de banda $\Delta\nu$, como mostramos en la figura 3.3.

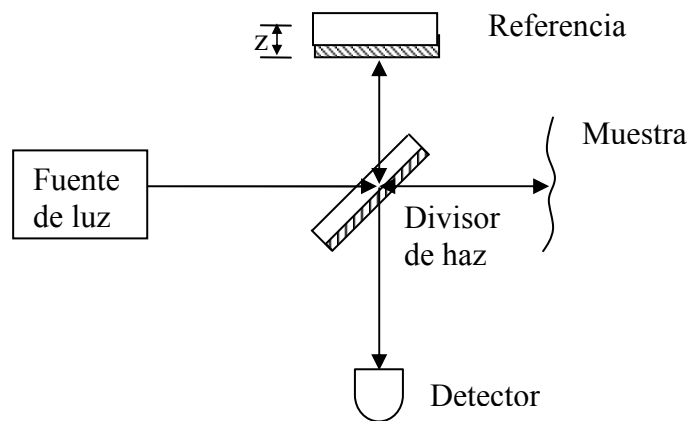


Figura 3.2. Arreglo para medir el perfil de altitud de una muestra reflectora.

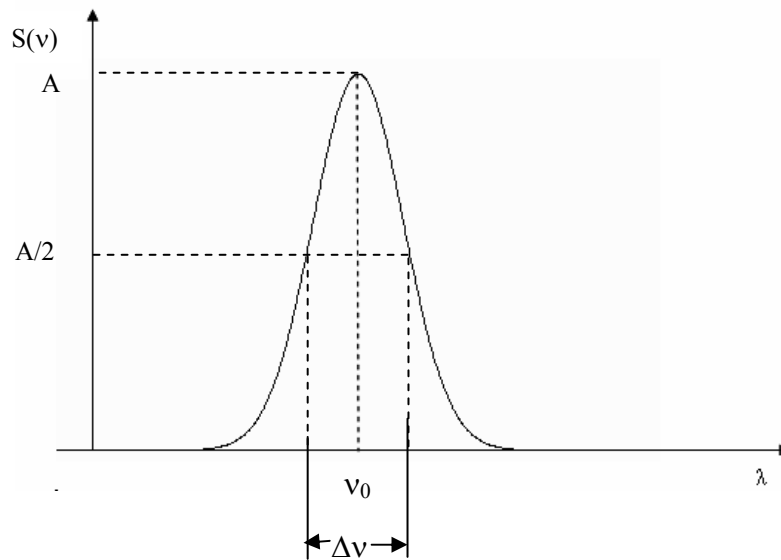


Figura 3.3. Espectro $S(\nu)$ de la fuente de la figura 3.2 y su ancho de banda FWHM.

La intensidad en el detector es constante en el tiempo. Sin embargo, si desplazamos el espejo de referencia en la dirección z , la intensidad en el detector cambia. Tenemos en la figura 3.4 una gráfica de la intensidad en función de z . Como lo discutimos en la

sección anterior, un espectro tiene una función de coherencia asociada. De esta forma, la interferencia tiende a desaparecer cuando los caminos ópticos son diferentes.

La envolvente de la intensidad alcanza un máximo en $z=z_0$, es decir, cuando las longitudes de ambos brazos son iguales. Encontramos el perfil de altura repitiendo el proceso de encontrar z_0 para cada punto de la muestra. La resolución en la altura de este perfil es mayor mientras menor longitud de coherencia tenga la fuente.

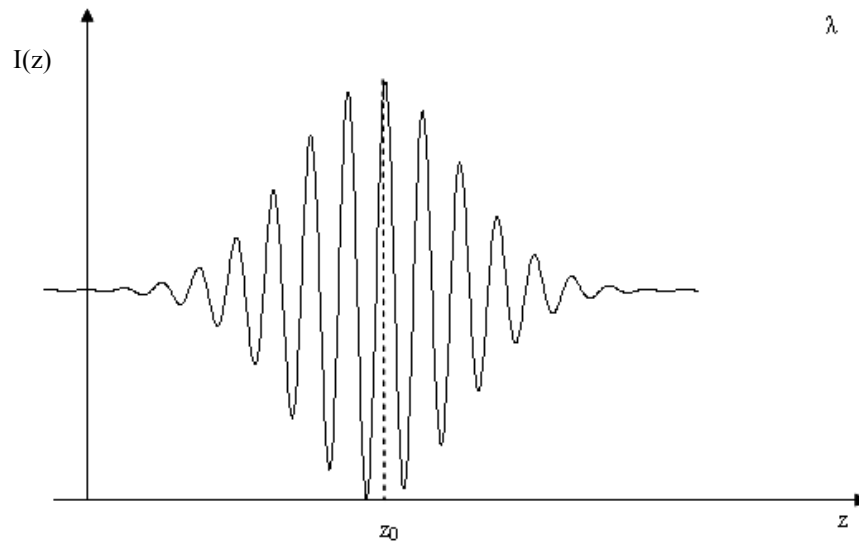


Figura 3.4. Intensidad en un píxel como función del desplazamiento del espejo de referencia.

3.4 OCT en arreglo Michelson

El arreglo más usado para hacer OCT es el que mostramos en la figura 3.5. Resaltamos que este arreglo es idéntico al de medición del perfil de altura con el interferómetro de luz blanca.

Su funcionamiento es similar al de un interferómetro de luz blanca. La diferencia está en que la muestra tiene un perfil de reflectancia dependiente de la profundidad. Suponemos que en $z=0$, la distancia entre el divisor de haz y la muestra es igual a la distancia entre el divisor de haz y el espejo de referencia. Los únicos fotones que pueden interferir son los que se reflejan con las capas de la muestra sin esparcirse y cuyo camino óptico coincide con el del brazo de referencia. Al variar z , la visibilidad de las franjas en el detector depende de la reflectancia de la muestra a la profundidad z . Repitiendo el proceso es posible encontrar el perfil de reflectancia hasta una profundidad limitada por la sensibilidad del detector. A esta recolección de información de reflectancia en función de la profundidad se le llama “*A-scan*”.

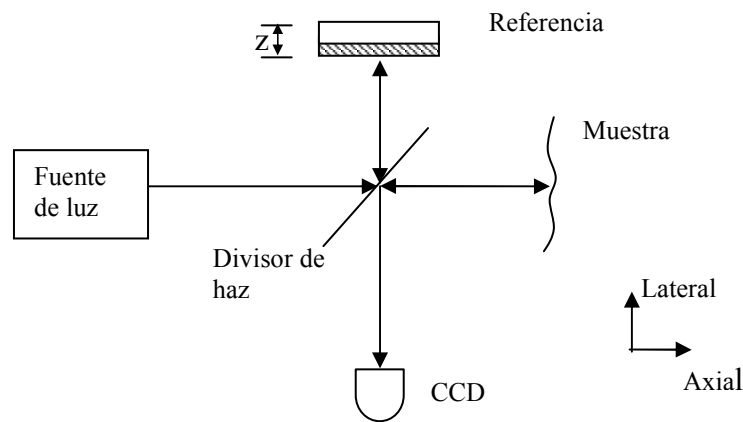


Figura 3.5. Arreglo interferométrico tipo Michelson para OCT.

La imagen de una “rebanada” la encontramos desplazando la muestra en la dirección lateral y haciendo *A-scan* en la nueva posición. Repetimos este proceso de desplazamiento hasta obtener el número deseado de *A-scans*. A este tipo de recorrido se

le llama “*B-scan*”. Uno de los problemas de la OCT es la velocidad de adquisición de información, pues para una imagen con resolución lateral aceptable requerimos muchos *A-scans*. Además, cuando buscamos obtener imágenes en tres dimensiones es necesario hacer varios *B-scans*. Se han desarrollado varias alternativas al arreglo básico para incrementar la velocidad de adquisición. Uno de los enfoques, conocido como “*full-field OCT*” (OCT a campo completo) consiste en tomar varios *A-scans* simultáneos por medio de un CCD u otro arreglo de detectores (figura 3.6),⁸. En otro enfoque, conocido como tomografía óptica de Fourier, los *A-scans* no son necesarios. En la siguiente sección discutimos brevemente la tomografía óptica de Fourier.

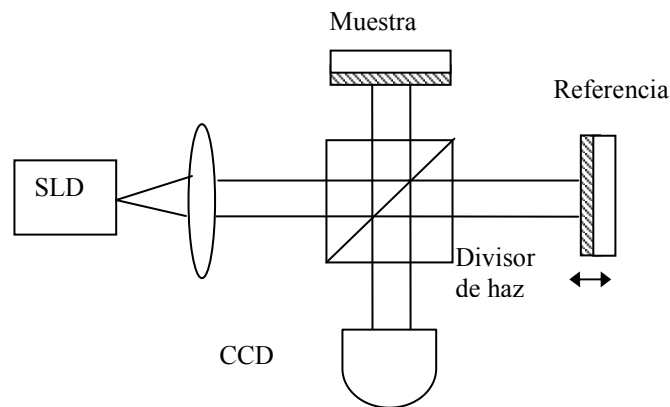


Figura 3.6. Arreglo simplificado para *full-field OCT*.

3.5 Tomografía óptica de Fourier (FOCT)

El problema de la velocidad de adquisición de imágenes en OCT se ha enfrentado de diversas formas. Uno de los enfoques que recientemente ha ganado más popularidad es el de la tomografía óptica de Fourier (FOCT). Este enfoque se basa en el descubrimiento de Wolf en 1969, el cual afirma que la luz retroesparcida de un objeto

contiene información sobre el potencial esparcivo tridimensional del objeto.⁹ En campo lejano, esta información se obtiene por medio de una transformada de Fourier.

En 1994, Fercher y su grupo adaptaron esta teoría para el caso unidimensional,¹⁰ con lo cual sentaron las bases para encontrar las distancias entre medios poco esparcivos. Presentamos en la figura 3.7 el planteamiento del problema. Consiste en una muestra con un potencial esparcivo unidimensional $R(z)$, que es iluminada por un haz gaussiano con número de onda k . La muestra está posicionada en la cintura del haz y tiene una profundidad T . El campo retroesparcido se detecta en el punto P que se encuentra a una distancia axial D de la muestra. El vector de la onda incidente es $k^{(i)}$ y de la onda retroesparcida es $k^{(s)}$.

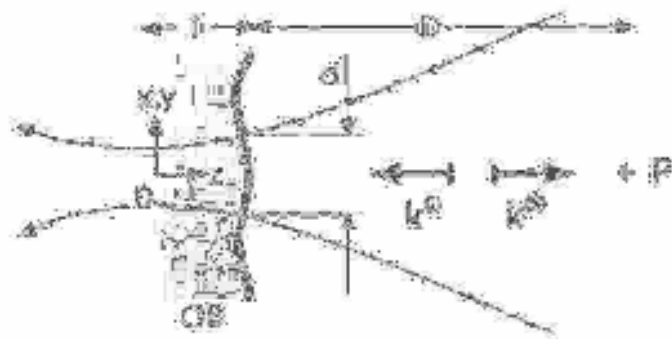


Figura 3.7. Planteamiento del principio de la FOCT.

Desarrollamos las ecuaciones para el campo eléctrico retroesparcido y encontramos:

$$E^{(s)}(P, k, t) \propto F\{R(z)\}.$$

Donde el operador $\mathcal{F}\{\}$ es una transformada de Fourier. De esta forma, si encontramos el campo eléctrico en el punto P en función del número de onda, podemos encontrar el potencial esparcivo en z a partir de una transformada de Fourier.

La principal ventaja de un método como éste es que sólo requiere captar la intensidad en un punto, evitándose la necesidad de partes movibles. Su desventaja se encuentra en el hecho de que se requieren fuentes sintonizables, pues es necesario registrar el campo para varios números de onda. Además, como en la práctica no podemos obtener el campo eléctrico sino sólo la intensidad, al hacer la transformada inversa no encontramos el potencial esparcivo, sino su autocorrelación. Debido a esto, la técnica se limita a objetos poco esparcivos.

A pesar de sus desventajas, la técnica se ha ido mejorando y se perfila como una alternativa de mayor relación señal-ruido a la OCT convencional.^{11, 12}

3.6 Espectroscopio de Fourier

Un espectroscopio de Fourier es un interferómetro Michelson con un espejo desplazable. Este desplazamiento produce un cambio de intensidad en el detector que contiene la información del espectro de la fuente.^{13, 14} En la figura 3.8 mostramos el arreglo típico. Este arreglo es muy parecido al arreglo para OCT, pero en este caso la “muestra” es un espejo fijo.

Describimos a continuación el funcionamiento. La fuente tiene un espectro $E(k)$. k se refiere al número de onda $k = 2\pi\nu/v_p$, siendo v_p la velocidad de fase dada por $v_p = c/n$. El campo eléctrico está dado por la expresión:

$$E_D(k, z) = t(k)E(k)(e^{ikz} + 1). \quad [V] \quad (3.12)$$

Donde $t(k) = T(k)/t^*(k)$, y $T(k)$ es la función de transmisión del divisor de haz. La intensidad en función del número de onda está dada por:

$$I_D(k, z) \propto |E_D(k, z)|^2 = 2T(k)I(k)(1 + \cos kz). \quad [W/m] \quad (3.13)$$

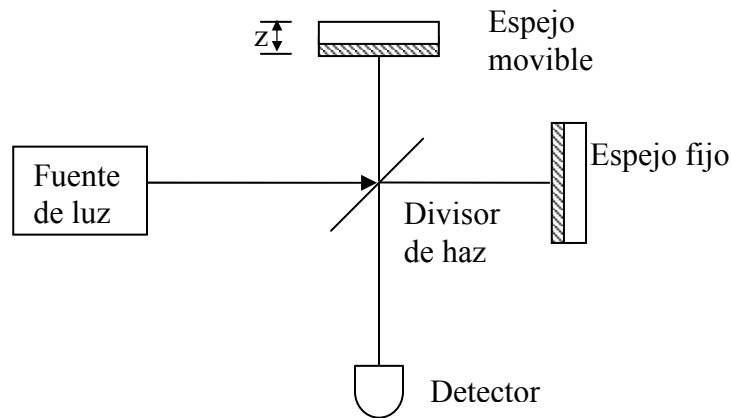


Figura 3.6: Arreglo para un espectrómetro de transformada de Fourier.

Si sumamos la intensidad debida a todos los números de onda, llegamos a la expresión 3.14.

$$I_D(z) = \int_0^{\infty} I_D(k) dk = 2 \int_0^{\infty} T(k) I(k) dk + 2 \int_0^{\infty} T(k) I(k) \cos(kz) dk. \quad [\text{W/m}^2] \quad (3.14)$$

Podemos simplificar la expresión 3.14 notando que $I_D(k,0) = 4T(k)I(k)$. La segunda integral es la transformada de Fourier coseno inversa de $T(k)I(k)$. Rescribimos la ecuación como:

$$I_D(z) = \frac{1}{2} I_D(0) + 2f_c^{-1} \{T(k)I(k)\}. \quad (3.15)$$

El término $I_D(0)$ corresponde a la intensidad de la franja “central” (en $z=0$). Despejamos el segundo término de la derecha y aplicamos la transformada de Fourier coseno para obtener:

$$T(k)I(k) = f_c \left\{ \frac{1}{2} I_D(z) - \frac{1}{4} I_D(0) \right\}. \quad (3.16)$$

Si registramos la intensidad para diferentes posiciones del espejo de referencia, podemos encontrar el espectro de la fuente por medio de una transformada de Fourier, siempre y cuando se conozca $T(k)$.

3.7 Tomografía óptica coherente espectroscópica

Cuando la espectroscopía de Fourier se descubrió (entre 1960 y 1970), fue principalmente una curiosidad matemática debido a las enorme dificultades de calcular una transformada de Fourier con la tecnología existente. La técnica comenzó a cobrar

popularidad tras el advenimiento de las computadoras, las cuales permitieron la introducción de transformaciones alternativas a la transformada de Fourier. Una de las transformaciones que ha adquirido más fuerza son las transformaciones *wavelet*, las cuales tienen muchas características deseables en el análisis de señales prácticas. La tomografía óptica coherente espectroscópica (SOCT) es un método estrechamente relacionado con la OCT, por medio del cual se obtiene la información espectroscópica de la señal.

Uno de los artículos con más impacto en el tema fue escrito por Morgner y su grupo en el 2000.¹⁵ Éste plantea la posibilidad de utilizar la transformación *wavelet* de Morlet para encontrar el espectro de absorción de una muestra. El arreglo experimental es idéntico al de la OCT convencional, excepto en la electrónica de demodulación. La componente interferométrica de la señal es básicamente una transformada de Fourier de la función que describe al medio. Morgner sugiere extraer la información espectroscópica de la señal interferométrica $I(z)$ a partir de la transformación:

$$W(\Omega, \tau) = \left| F \left\{ I_D(t + \tau) \exp\left(-\left(t/t_0\right)^2\right) \right\} \right|^2. \quad (3.17)$$

Donde $\tau = z/v_g$, y v_g es la velocidad de desplazamiento del espejo. La ecuación 3.17 es una transformada de Fourier ventaneada. La ventaja de esta transformación es que permite encontrar “mapas” espectroscópicos de la imagen, lo que abre la posibilidad de encontrar la concentración de alguna sustancia específica en una región de la muestra. Aunque en la ecuación 3.17 la ventana es gaussiana, en principio podemos usar otros tipos de funciones de ventana.

3.7 Caracterización por medio de interferometría de fotones balísticos

Todas las técnicas de caracterización que describimos en este capítulo son variaciones de la OCT. Sin embargo, encontrar un mapa de reflectancias no es la única forma de caracterizar un medio. En la sección 2.3 de este trabajo describimos brevemente un par de formas para caracterizar el tejido encontrando el factor diferencial de camino óptico por medio de fotones balísticos, y a partir de éste un cambio de concentración de esparcidos. Granot y Sternklar sugieren una técnica por medio de la cual se pueden encontrar imágenes de un objeto en un medio esparcivo sin necesidad de usar láseres pulsados.¹⁶ Otra propiedad de interés en la caracterización de un medio es el coeficiente de esparcimiento o de reflexión.

Las características mencionadas se suelen medir en arreglos de transmitancia. El problema en un arreglo de este tipo es que los fotones balísticos son pocos en comparación con los esparcidos. Como los fotones balísticos no pierden la coherencia, es posible detectarlos por medios interferométricos. La interferometría de fotones balísticos utiliza este principio para caracterizar medios esparcivos. En su forma más básica consiste en un arreglo Mach Zehnder (figura 3.7).

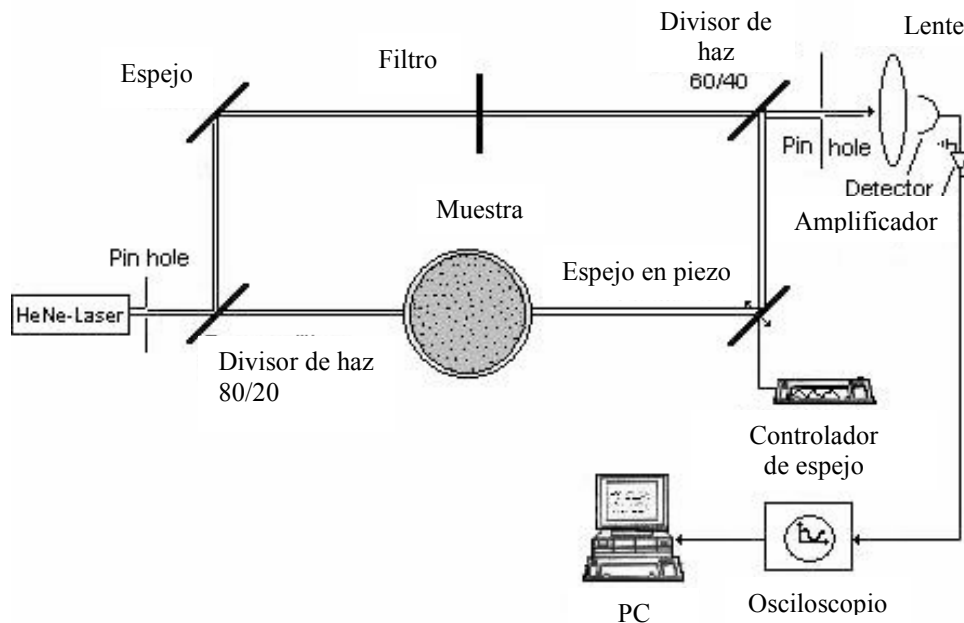


Figura 3.7. Arreglo para interferometría de fotones balísticos.¹⁷

En el arreglo de la figura, uno de los espejos está montado en un actuador piezoeléctrico, el cual ayuda a eliminar fotones esparcidos del sistema. La oscilación senoidal del espejo produce una modulación temporal en la señal que se detecta en el osciloscopio. La profundidad de modulación está relacionada con la cantidad de fotones balísticos que llegaron al detector. La principal función de este interferómetro es medir el coeficiente de esparcimiento de la muestra. Cuando asumimos que la muestra es esparciva y no presenta absorción, la potencia a la salida es proporcional a la concentración de partículas esparcivas en el medio. Si aumentamos la concentración del esparcidor, la potencia a la salida disminuye. Una gráfica de la potencia relativa de salida (relación entre la potencia de salida y la potencia de entrada) contra la concentración debe

presentar un comportamiento exponencial (ecuación 2.5). El coeficiente de esparcimiento de la muestra lo encontramos a partir de la expresión:

$$\sigma_{sc} = m_{sc}/d. \quad (3.18)$$

Donde m_{sc} es la pendiente de la gráfica en escala semilogarítmica, y d es el ancho de la muestra. En la práctica la gráfica no es una línea recta exacta, pero se hace un ajuste lineal.

Referencias

1 I. Alex Vitkin, Ryan C.N. Studinski, "Polarization Preservation in diffusive scattering from in vivo turbid biological media: effects of tissue optical absorption in the exact backscattering direction". *Optics Communication* 190 (2001) 37-43.

2 D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito and J. G. Fujimoto, "Optical Coherence Tomography", *Science*, 254: 1178-1181, 1991

3 New England Eye Center <http://www.neec.com/Glaucoma_OCT.html>.

4 Light Lab Imaging. <<http://www.lightlabimaging.com/>>.

5 Brett E. Bouma, Guillermo J. Tearney. *Handbook of Optical Coherence Tomography*, editores: Marcel Dekker, Inc. páginas 16-18 (2002).

6 M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: "Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light"*, Cambridge, Cambridge University Press, páginas 352-359 (1999).

7 James C. Wyant. "White Light Interferometry". Optical Sciences Center, University of Arizona, jcwyant@optics.arizona.edu.

<<http://www.optics.arizona.edu/jcwyant>>

8 M. Akiba, K. P. Chan and N. Tanno, "Full-field optical coherence tomography by two-dimensional heterodyne detection with a pair of CCD cameras," *Optics Letters*, 28(10), 816-818, (2003).

9 E. Wolf, *Optics Comm.* 1, pág. 153 (1969).

10 A.F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, S. Y. El-Zaiat. "Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry". *Optics Communications* páginas 43-48, vol. 117 (1995).

11 R. A. Leitgeb, C. K. Hitzenberger, A. F. Fercher. "Performance of Fourier domain vs. time domain optical coherence tomography". *Optics Express*, Vol. 11 Issue 8 Page 889 (April 2003).

12 Johannes F. de Boer, Barry Cense, B. Hyle Park, Mark C. Pierce, Guillermo J. Tearney, Brett E. Bouma. "Improved signal-to-noise ratio in spectral-domain compared with time-domain optical coherence tomography". *Optics Letters*, Vol. 28 Issue 21 Page 2067 (November 2003).

13 Bell, R. J. "Introductory Fourier Transform Spectroscopy". New York: Academic Press, 1972.

14 Fourier Transform Spectrometer. Wolfram Research.

<<http://scienceworld.wolfram.com/physics/FourierTransformSpectrometer.html>>

15 U Morgner, W. Drexler, F. X. Kärtner, X. D. Li, C. Pitris, E.P. Ippen, and J. G. Fujimoto. "Spectroscopic optical coherence tomography". *Optics letters*, Enero 15, 2000. Vol. 25, número 2.

16 E. Granot, S. Sternklar, "Spectral ballistic imaging: a novel technique for viewing through turbid or obstructing media," *JOSA*, 20(8), p. 1595-1599 (2003).

17 Marija Strojnik, Gonzalo Paez. "Calibration in Interferometric Tissue Characterization". Por publicar. 2005.

18 Gonzalo Paez, Arturo Aranda, "Diseño y Caracterización de un sistema para distinguir fotones balísticos en transiluminación de un medio esparcidor". Centro de Investigaciones en Óptica, Tesis de Maestría.

19 R. O. Esenaliev, K.V. Larin, I. V. Larina, "Noninvasive monitoring of glucose concentration with optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, 26(13), p. 992-994 (2001).

4. Tomografía Óptica Coherente

4.1 Introducción

En el capítulo anterior discutimos brevemente el principio de funcionamiento de la tomografía óptica coherente (OCT) y otras técnicas relacionadas. Mientras que el análisis que hicimos es suficiente para entender la técnica, en la práctica existen muchos otros factores por considerar. En el presente capítulo discutimos varios aspectos importantes de OCT, como resolución, profundidad de penetración, ruido, y los efectos de la forma de línea de la fuente sobre la imagen.

4.2 Resolución axial

Supongamos que tenemos el arreglo de la figura 4.1. Cuando el espejo de referencia está en la posición $z=0$, el brazo de referencia tiene la misma longitud que el brazo de muestra. En el siguiente análisis suponemos además que la dispersión del sistema es idéntica en ambos brazos, y por lo tanto se puede ignorar sus efectos.

Modelamos el coeficiente de reflexión de la muestra $r(k)$ como una serie de capas de diferente coeficiente r_x separadas una distancia z_x de la capa superficial de la muestra (figura 4.2).

Dicha muestra presenta un coeficiente de reflexión dado por:

$$r(k) = r_0(k) + r_1(k)e^{2ikz_1} + \dots + r_N(k)e^{2ikz_N} = \sum_{x=0}^N r_x(k)e^{2ikz_x} \quad (4.1)$$

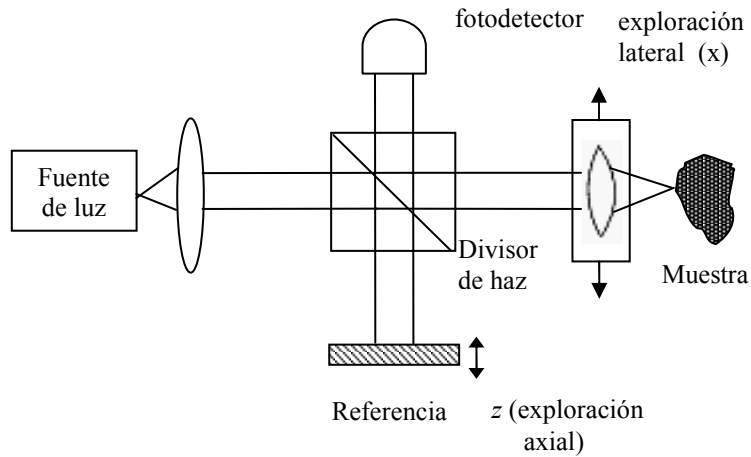


Figura 4.1. Arreglo Michelson para OCT.

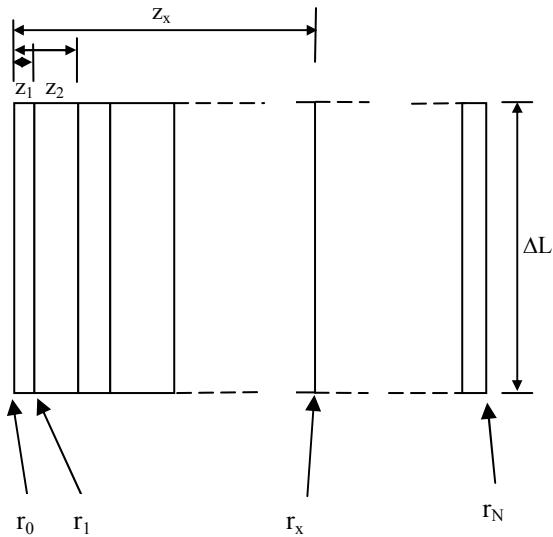


Figura 4.2. Muestra que consiste en una serie de interfaces de diferente coeficiente de reflexión r_x , separadas una distancia z_x .

Definimos $z_0=0$. r_x representa a los coeficientes de reflexión para cada interfase que observamos desde afuera de la muestra. El factor 2 en la fase es debido a que el haz debe recorrer dos veces la distancia z_x para salir de la muestra. Consideramos que el

medio no es esparcivo (a finales del capítulo discutimos el caso con esparcimiento). En este modelo además consideramos que el medio no presenta particularidades altamente reflectivas, suposición que elimina términos debidos a reflexiones múltiples. La ecuación que representa al campo eléctrico en el detector como función del desplazamiento del espejo es:

$$E_D(k, z) = E(k)t(k)\left(e^{2ikz} + \sum_{x=0}^N r_x(k)e^{2ikz_x}\right). \quad (4.2)$$

Donde $t(k)$ es el producto del coeficiente de reflexión y el coeficiente de transmisión del divisor de haz. En este análisis ignoramos nuevamente los efectos de interferencia Fabri-Perot causados por las reflexiones múltiples en el divisor de haz. Consideramos que el espejo de referencia no introduce un cambio de amplitud ni un cambio de fase adicional. Así, tenemos que la intensidad en el detector es:

$$I_D(k, z) = \mathcal{A}(k)T(k)\left(e^{2ikz} + \sum_x r_x(k)e^{2ikz_x}\right)\left(e^{-2ikz} + \sum_x r_x(k)e^{-2ikz_x}\right). \quad (4.3)$$

Donde $T(k)$ es el producto de la transmitancia y la reflectancia del divisor de haz. Por simplicidad omitimos la constante de proporcionalidad γ en las ecuaciones posteriores. Cuando desarrollamos el producto de polinomios, se generan términos cuadráticos de cada elemento y términos cruzados, quedando de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
I_D(k, z) = & I(k)T(k) + I(k)T(k)\sum_x R_x(k) \\
& + 2I(k)T(k) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x(k) e^{-2ik(z_x - z)} \right\} \\
& + 2I(k)T(k) \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} \sum_x r_x(k) r_y^*(k) e^{-2ik(z_y - z_x)} \right\}
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Para obtener la respuesta en el detector, sumamos la contribución de todos los números de onda integrando en k :

$$\begin{aligned}
I_D(z) = & \int I(k)T(k)dk + \sum_x \int I(k)T(k)R_x(k)dk \\
& + 2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_x \int I(k)T(k)r_x(k) e^{-2ik(z_x - z)} dk \right\} \\
& + 2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} \sum_x \int I(k)T(k)r_x(k)r_y^*(k) e^{-2ik(z_y - z_x)} dk \right\}
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Esta es la expresión para la intensidad en el detector con las suposiciones planteadas. El orden de la integración y la suma fue intercambiado. Los primeros dos términos son constantes en z y representan un offset en la señal. Los dos últimos términos son causados por la interferencia que producen entre sí los haces reflejados en las capas de la muestra. A continuación hacemos algunas simplificaciones a 4.5 para entender los términos de la ecuación.

Fuente de ancho de banda infinito y coeficientes constantes

Supongamos que $I(k)$, $T(k)$ y $r_x(k)$ son constantes en k , aproximación válida para anchos de banda muy grandes. En ese caso, los términos de interferencia In_D se simplifican:

$$In_D(z) = 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x \int e^{-2ik(z_x - z)} dk \right\} + 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} r_y * \sum_x r_x \int e^{-2ik(z_y - z_x)} dk \right\}. \quad (4.6)$$

Podemos reconocer a las integrales como la delta de Dirac, por lo que la expresión equivale a:

$$\begin{aligned} In_D(z) &= 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x \delta(2(z_x - z)) \right\} + 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} r_y * \sum_x r_x \delta(2(z_y - z_x)) \right\} \\ &= 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x \delta_{z_x, z} \right\} + 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} r_y * \sum_x r_x \delta_{x, y} \right\}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Como en el segundo término x y y nunca son iguales, la delta de Kronecker es cero para todos los casos, y el término se elimina. Finalmente, obtenemos la expresión para el término de interferencia:

$$In_D(z) = 2(IT) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x \delta_{z_x, z} \right\}. \quad (4.8)$$

Este es el resultado para el caso idealizado: la señal interferométrica es proporcional al coeficiente de reflexión de la muestra a una profundidad determinada por la posición z del espejo de referencia, es decir $In_D(z) \propto r(z)$. Notamos que para llegar a esta conclusión, asumimos que tanto la fuente, el divisor de haz y la muestra tienen comportamiento constante en frecuencia. En la figura 4.3 tenemos la intensidad en el detector en función de z cuando la muestra consiste de 4 capas de diferente reflectancia.

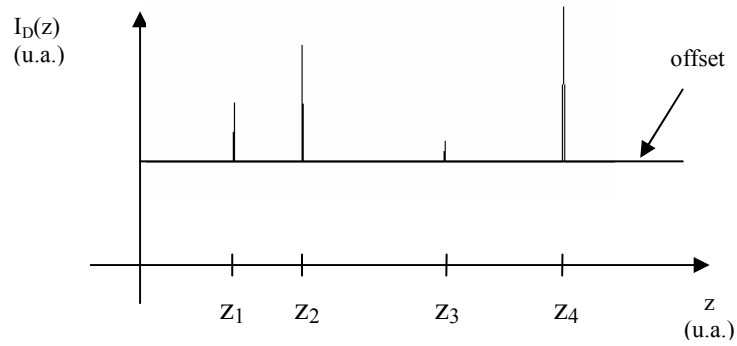


Figura 4.3. Intensidad en función de z con una fuente de banda ancha.

Fuente de ancho de banda finito, coeficientes constantes

Ahora consideramos el caso más real de que el espectro de la fuente no es una constante en frecuencia. El término de interferencia se vuelve en este caso

$$I_{n_D}(z) = 2T \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x \int I(k) e^{-2ik(z_x - z)} dk \right\} + 2T \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} r_y * \sum_x r_x \int I(k) e^{-2ik(z_y - z_x)} dk \right\}. \quad (4.9)$$

Si consideramos que las capas que forman la muestra están muy separadas entre sí respecto a la longitud de coherencia de la fuente, el segundo término de la derecha se vuelve cero, con lo que llegamos a:

$$I_{n_D}(z) = 2T \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x \int I(k) e^{-2ik(z_x - z)} dk \right\}. \quad (4.10)$$

Podemos identificar a la integral como una transformada de Fourier del espectro de la fuente. Por lo general, dicho espectro está centrado en un número de onda k_0 ; por lo que lo expresamos como

$$I(k) = S(k - k_0), \quad (4.11)$$

donde $S(k)$ es la función de forma de línea. Sustituimos en 4.10 y encontramos otra forma de expresar la señal interferométrica:

$$In_D(z) = 2T \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x e^{-2ik_0(z_x - z)} \int S(k) e^{-2ik(z_x - z)} dk \right\}. \quad (4.12)$$

En la ecuación 4.12 reconocemos la integral como una envolvente y la exponencial como una portadora. Esto significa que las un cambio “puntual” va a ser percibido ensanchado. Por este motivo, a dicha integral se le conoce como función de ensanchamiento de punto $W(z)$. La forma de $W(z)$ en este caso es la transformada de Fourier del espectro.¹ En la figura 4.4 ilustramos este efecto.

Como consecuencia de que $W(z)$ es la transformada de Fourier del espectro de la fuente, el ensanchamiento del punto es inversamente proporcional al ancho de banda de la fuente.

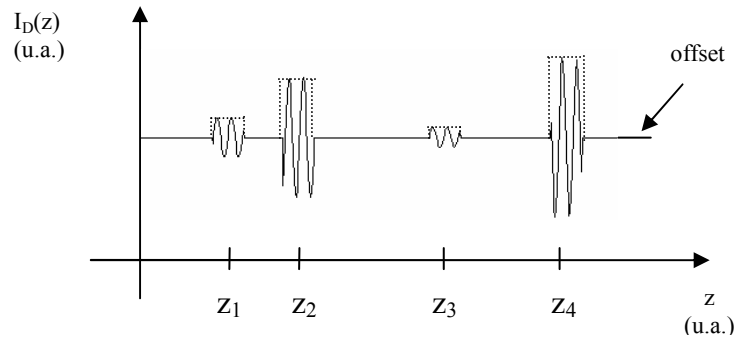


Figura 4.4. Ensanchamiento de los puntos. La fuente tiene un espectro sinc, por lo que la envolvente (línea punteada) es una función rectangular.

De nuestro análisis concluimos que la capacidad de resolver dos interfaces diferentes en la muestra depende del ancho de banda de la fuente (o en un caso más general, del ancho de banda del interferómetro). En la figura 4.5 mostramos lo que esperamos observar si intentamos resolver dos puntos con una fuente gaussiana. En cada apartado de la figura se muestra lo que esperamos con diferentes anchos de banda, teniendo en 4.5a el mayor ancho y en 4.5d el menor. En 4.5a, ambos puntos son distinguibles, pero conforme disminuye el ancho de banda se confunden más (by c), hasta parecer uno solo (figura 4.5d).

Es importante mencionar que para llegar a estos resultados consideramos que la reflectancia de la muestra en la ecuación 4.5 es independiente de la frecuencia. En el caso que en esto no se cumple, la señal interferométrica es la transformada de Fourier del producto de la reflectancia, el espectro de la fuente, lo cual tiene como efecto neto un ensanchamiento de punto adicional. Técnicas como SOCT aprovechan este efecto para extraer información útil de la fuente.

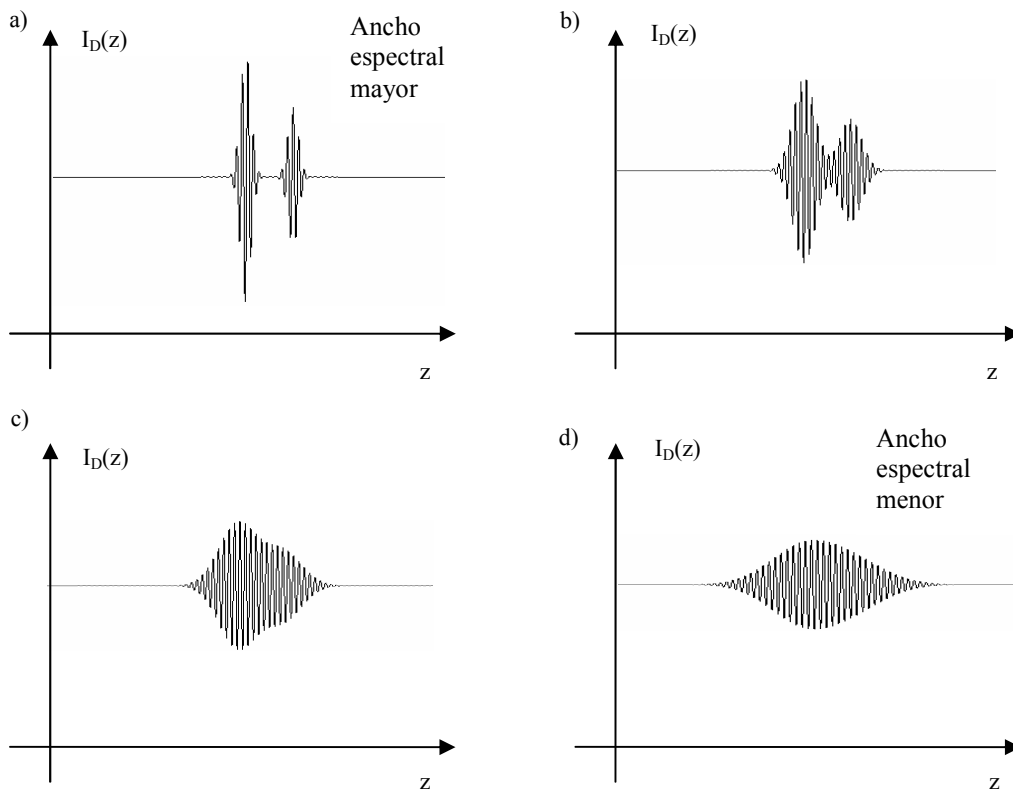


Figura 4.5. Intensidad en el detector correspondiente a una muestra de dos capas usando fuentes con diferentes anchos de banda.

El criterio más usado para determinar la resolución en OCT es el FWHM (“*full width half maximum*”), con el cual la resolución es de:

$$\delta z_{FWHM} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left(\frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \right). \quad (4.13)$$

Siendo λ_0 la longitud de onda central y $\Delta \lambda$ el ancho de banda.

En la práctica, el espectro de las fuentes no es una gaussiana perfecta. Por ejemplo, el espectro podría ser una gaussiana modulada en amplitud. En ese caso, la función de

ensanchamiento de punto tiene dos lóbulos laterales. Esto produce que se generen “ecos” de la señal (figura 4.6). Estos ecos pueden oscurecer características de la muestra si una muy reflectora queda junto a una muy tenue.

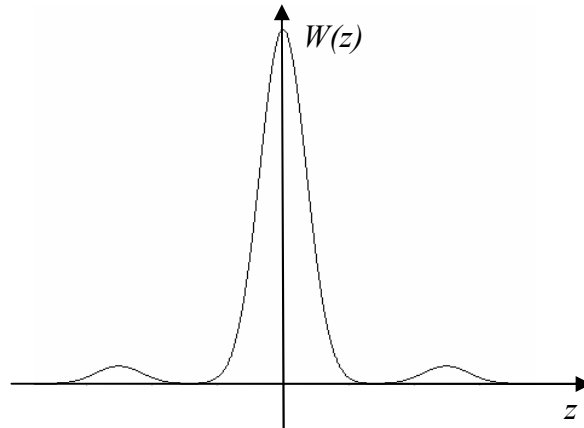


Figura 4.6. Función de ensanchamiento de pulso para una fuente no gaussiana. Los lóbulos laterales producen “ecos” en la imagen.

Este efecto se manifiesta en muchos casos. Por ejemplo, cuando una fuente de ruido modula en amplitud el espectro, si expresión es de la forma:

$$S_m(\omega) = S(\omega) \left[1 + \frac{M}{2} \cos\left(\omega \frac{\lambda_0^2}{c\lambda_m}\right) \right]. \quad (4.14)$$

Donde M es el índice de modulación y λ_m es el periodo aproximado de modulación.

Usando la transformada de Fourier encontramos que los ecos estarían separados del pico central una distancia de $\lambda_0^2 v_g / (2\lambda_m c)$.

4.2 Resolución lateral

En OCT, la resolución lateral es determinada de una forma similar a la de la microscopía convencional. Su limitación es el tamaño al que podemos enfocar el haz., lo que depende de la longitud de onda y el *número f* de la lente:

$$\Delta L = \frac{4\lambda}{\pi} f\# . \quad (4.15)$$

Donde $f\#$ es el *número f*, definido como la relación entre la distancia focal de la lente y su diámetro de apertura efectivo. En el caso en que el área de la lente es mayor que el área del haz, el *número f* está definido como la razón entre la distancia focal de la lente y el diámetro del haz.

Otros parámetros importantes que debemos considerar son la profundidad de foco y la profundidad de campo. La profundidad de foco también tiene relación con la resolución lateral, y es igual a dos veces la distancia de Rayleigh, es decir:

$$2z_R = \pi\Delta L^2 / 2\lambda . \quad (4.16)$$

Así, un incremento en la resolución lateral disminuye la profundidad de foco.

La profundidad de campo es la distancia dentro de la cual la muestra permanece con un enfoque aceptable. Una apertura numérica mayor produce una profundidad de campo menor (figura 4.7). Con alta apertura numérica maximizamos la resolución lateral (es el modo de operación típico para microscopía convencional). Dependiendo de la

coherencia de la fuente, el parámetro confocal b (dado por $2\pi\omega_0^2/\lambda$, donde ω_0 es el ancho de cintura del haz) puede ser menor que la longitud de coherencia. Este régimen de operación es llamado microscopía óptica coherente (OCM)².

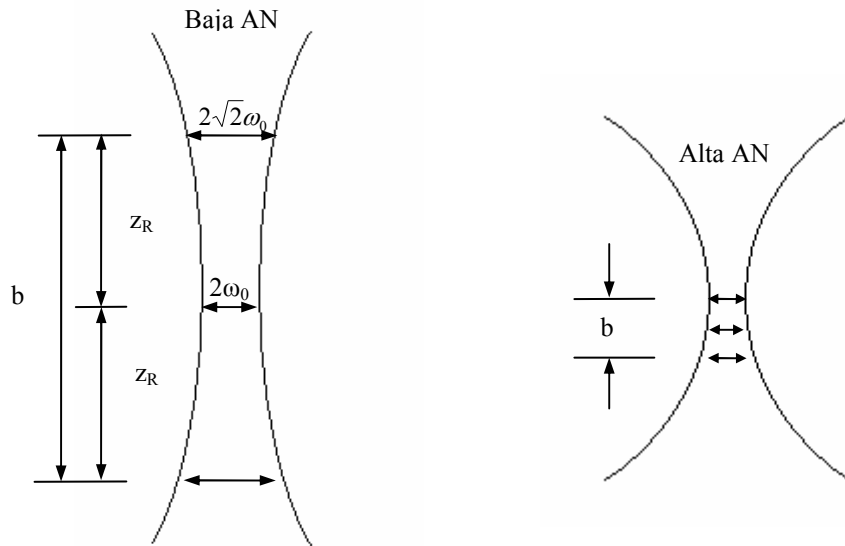


Figura 4.7. Profundidad de campo y resolución lateral para alta apertura numérica y baja apertura numérica.

El caso de apertura numérica pequeña es más conveniente para OCT, pues la profundidad de campo es inversamente proporcional a NA. En este caso se acostumbra seleccionar un parámetro confocal b mayor que la longitud de coherencia. Sin embargo, la resolución lateral es menor en este caso.

4.3 Dispersión

En análisis anteriores, los efectos de la dispersión de velocidad de grupo fueron ignorados cuando calculamos la señal interferométrica. A continuación consideramos el

caso en que los elementos del interferómetro presentan un comportamiento en función de la frecuencia, y cuando el haz experimenta una dispersión de velocidad de grupo en la muestra.

Consideraremos el caso simple de un interferómetro Michelson en que en el brazo de muestra tenemos un espejo fijo (figura 4.8).

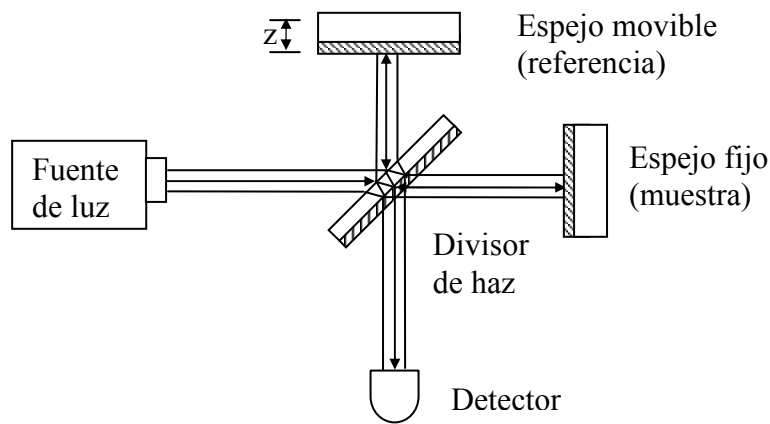


Figura 4.8. Arreglo Michelson simplificado para OCT.

Definimos el campo eléctrico asociado con el haz muestra y el haz de referencia como los fasores

$$E_R(\omega) = A_R(\omega)e^{-i(2\beta_R(\omega)z_R - \omega t)} \quad (4.17)$$

$$E_S(\omega) = A_S(\omega)e^{-i(2\beta_S(\omega)z_S - \omega t)} \quad (4.18)$$

El subíndice S representa a la muestra y el subíndice R al espejo de referencia. Los factores A representan la amplitud del campo en función de la frecuencia respectivos. β

representa los coeficientes de propagación respectivos, y no es necesariamente una función lineal de la frecuencia como en análisis anteriores.

La intensidad en el detector está dada por el cuadrado de la suma de las ecuaciones 4.1 y 4.2. El término que nos interesa es el término de interferencia dado por:

$$In_D \propto \text{real} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{-i\Delta\phi(\omega)} d\omega \right\}. \quad (4.19)$$

Donde definimos $S(\omega) = A_s(\omega)A_R(\omega)^*$ y $\Delta\phi(\omega) = 2(\beta_s(\omega)z_s - \beta_R(\omega)z_R)$. Si los campos de referencia y muestra tienen la misma distribución espectral, entonces $S(\omega)$ es el espectro de la fuente. $\Delta\phi(\omega)$ expresa el cambio de fase de cada componente espectral debido a la diferencia de caminos y a la dispersión.

Suponemos nuevamente el caso sin dispersión y que $S(\omega)$ tiene una forma de línea $E(\omega)$ centrada en k_0 , o bien $S(\omega) = E(\omega - \omega_0)$. La constante de propagación es una función lineal de la frecuencia, dada por la expansión en series de Taylor de primer orden centrada en ω_0 :

$$\beta(k) = \beta(\omega_0) + (\omega - \omega_0)\beta'(\omega_0). \quad (4.20)$$

Además suponemos que los coeficientes de propagación son iguales en ambos brazos. Con esto llegamos a que el término interferométrico es

$$In_D \propto \text{real} \left\{ e^{-i2\beta(\omega_0)(z_s - z_R)} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega - \omega_0) e^{-i2\beta'(\omega_0)(\omega - \omega_0)(z_s - z_R)} d\omega \right\}. \quad (4.21)$$

Definimos la constante de retraso de fase $\Delta\tau_p$ y la constante de retraso de grupo $\Delta\tau_g$ como

$$\Delta\tau_p = \frac{\beta(\omega_0)}{\omega_0}(2\Delta z) = \frac{2\Delta z}{v_p}. \quad (4.22)$$

$$\Delta\tau_g = (2\Delta z)\beta'(\omega_0) = \frac{2\Delta z}{v_g}. \quad (4.23)$$

Donde $\Delta z = z_S - z_R$. v_p y v_g son la velocidad de fase y la velocidad de grupo, respectivamente. Sustituimos estas expresiones en 4.5 y llegamos a

$$In_D \propto \text{real} \left\{ e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_0) e^{-i(\omega - \omega_0)\Delta\tau_g} d\omega \right\}. \quad (4.24)$$

Esto que significa que en un medio sin dispersión, la señal interferométrica es proporcional a la transformada de Fourier de $S(\omega)$ modulada por una portadora de frecuencia espacial $\beta(\omega_0)$.

Volviendo al caso dispersivo, consideremos que la constante de propagación se aproxima con una función de la frecuencia de segundo orden:

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + (\omega - \omega_0)\beta'(\omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta''(\omega_0). \quad (4.25)$$

Consideremos que la diferencia de velocidad de grupo se da sólo por una distancia D de la muestra. En ese caso, el cambio de fase dependiente de la frecuencia es:

$$\Delta\phi(\omega) = 2\Delta z\beta(\omega_0) + 2\Delta z(\omega - \omega_0)\beta'(\omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\Delta\beta''(\omega_0)(2D). \quad (4.26)$$

Donde $\Delta\beta''(\omega_0) = \beta''_s(\omega_0) - \beta''_r(\omega_0)$ es la diferencia de velocidad de grupo entre el brazo de referencia y el de muestra. La ecuación 4.26 es afectada por la diferencia de la velocidad de grupo, si la dispersión en ambos brazos es similar los efectos de la dispersión se minimizan. Sustituimos la ecuación 4.26 en 4.19 obtenemos

$$In_D \propto \text{real} \left\{ e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_0) e^{-\frac{i}{2}(\omega - \omega_0)^2\Delta\beta''(\omega_0)(2D)} e^{-i(\omega - \omega_0)\Delta\tau_g} d\omega \right\}. \quad (4.27)$$

Esta ecuación nos indica que la señal interferométrica, al igual que un pulso viajando por un medio dispersivo, se ensancha como efecto de la diferencia en velocidades de grupo. Si ahora consideramos que el espectro es gaussiano, la expresión 4.27 se vuelve:

$$In_D \propto \text{real} \left\{ \frac{\sigma_\tau}{q(2D)} e^{-\frac{\Delta\tau_g^2}{2q(2D)^2}} e^{-i\omega_0\Delta\tau_p} \right\}. \quad (4.28)$$

Donde σ_τ es la desviación estándar a media anchura. $q(2D)$ es el parámetro complejo dado por:

$$q(2D)^2 = \sigma_\tau^2 + i\Delta\beta''(\omega_0)(2D) \quad (4.29)$$

La dependencia de este parámetro con la dispersión produce que el pulso se ensanche a una nueva desviación estándar:

$$\tilde{\sigma}_\tau = \sigma_\tau \left[1 + \left(\frac{\tau_{crit}}{\sigma_\tau} \right)^4 \right]^{1/2}. \quad (4.30)$$

Siendo $\tau_{crit} = [\Delta\beta''(\omega_0)(2D)]^{1/2}$. Resaltamos que el ensanchamiento se vuelve significativo cuando t_{crit} es mayor que la desviación estándar no ensanchada σ_τ .

Por otro lado, la parte imaginaria del parámetro complejo produce un cambio en la frecuencia espacial k , haciendo que el periodo de las franjas sea menor que el esperado. Por último, una diferencia de dispersión también degrada la altura pico de la envolvente interferométrica debido al factor multiplicativo

$$\frac{\sigma_\tau}{|q(2D)|} = \frac{1}{\left[1 + (\tau_{crit} / \sigma_\tau)^4 \right]^{1/4}} \quad (4.31)$$

Este cambio de altitud degrada el rango dinámico del sistema. Si el rango es medido en términos de la potencia óptica reflejada, entonces la pérdida en rango dinámico se escala de forma lineal con el ensanchamiento.

4.4 Electrónica de detección

En la sección 4.2 mencionamos que la señal interferométrica consiste en una envolvente, la cual contiene la información de interés, modulada por una portadora (ecuación 4.12). En la práctica, el espejo de referencia no se desplaza en pasos discretos, sino que lo hace a una velocidad v_s . Este tipo de desplazamiento tiene la ventaja de mejorar el ancho de banda y la velocidad de adquisición de imágenes respecto al caso discreto. Sin embargo,

esta velocidad produce un mapeo temporal en la señal dependiente del desplazamiento. Otra forma de verlo es notar que el movimiento del espejo produce efecto Doppler en el haz, modulándolo a una frecuencia

$$f_d = 2\nu_0 \frac{v_s}{c}. \quad (4.32)$$

Así, la señal en el detector aparece con una portadora f_d . Notamos que esta expresión considera que v_s es constante. En el caso en que v_s es una función del tiempo, se generan un conjunto de armónicos de manera no muy diferente a la generación de armónicos en la modulación de ondas de radio en FM. Estos armónicos incrementan el ancho de banda de la señal, lo cual a su vez disminuye su relación señal ruido.⁴ Para el análisis posterior consideraremos que la velocidad es constante, de forma que $z=v_g t$, donde t es el tiempo transcurrido desde el principio de las mediciones, tal que $z(0)=0$.

Como la señal que nos interesa detectar es la envolvente, en la OCT convencional se suelen incluir una etapa de demodulación para eliminar la portadora. Esta demodulación se realiza con las ya bien conocidas técnicas de demodulación usadas en AM: detección de envolvente y detección síncrona. En la figura 4.9 mostramos un diagrama a bloques de ambas técnicas.

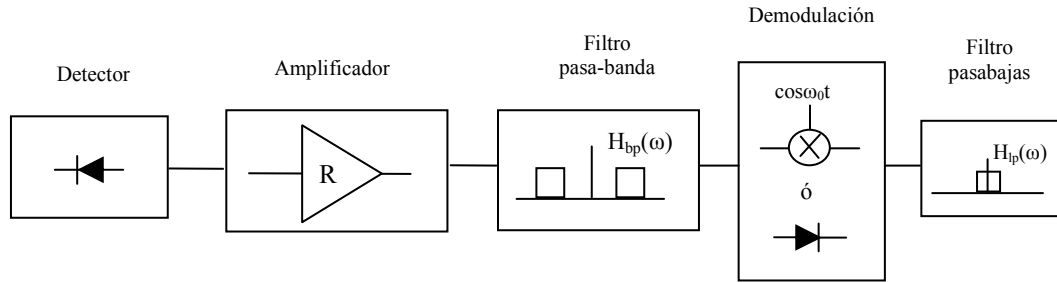


Figura 4.9. Diagrama a bloques de las etapas electrónicas usuales en OCT. La salida del filtro pasa-bajas va conectada a nuestro dispositivo de captura (osciloscopio, PC).

La etapa de amplificación tiene el objetivo primordial de adaptar la impedancia para las siguientes etapas. El filtro pasa-banda está centrado en f_d , y sirve para bloquear la componente de DC de la señal así como el ruido de alta frecuencia. La siguiente etapa es la primera parte de la demodulación, la cual se puede lograr de las dos formas antes mencionadas: síncrona (un mezclado con la portadora o un amplificador lock-in) o detección de envolvente (simbolizada con un diodo). De esta etapa sale una señal que contiene la envolvente de la señal interferométrica sin modular y modulara con varios armónicos. La etapa del filtro pasabajas deja pasar sólo la envolvente, con lo que se recupera la señal.

En análisis posteriores asumimos que el amplificador utilizado es un convertidor corriente a voltaje (figura 4.10). Un amplificador de este tipo tiene la característica de proporcionar un voltaje a la salida dado por $V_{out} = -RI_{in}$. El capacitor de retroalimentación es para la estabilidad del amplificador y causa una caída de voltaje de 20 dB/década arriba de la frecuencia de corte $1/(2\pi RC)$.

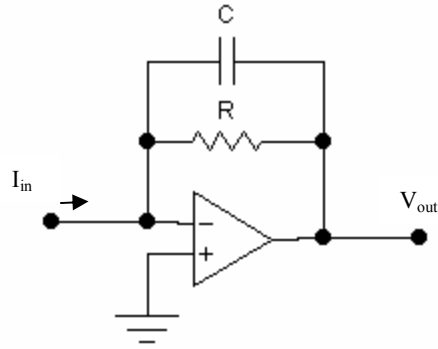


Figura 4.10. Convertidor corriente a voltaje.

El filtraje puede hacerse de forma activa por medio de amplificadores operacionales. En la figura 4.11 presentamos un filtro Sallen-Key pasabajas. Un filtro Sallen-Key pasaltas se construye intercambiando resistores y capacitores.

Estos filtros se caracterizan por ser sistemas de segundo orden con una frecuencia natural no amortiguada igual a:

$$\omega_n = \frac{1}{R\sqrt{C_1C_2}}. \quad (4.32)$$

En el caso pasabajas, eligiendo $R=R_1=R_2$. La frecuencia natural es elegida igual a la frecuencia de la portadora. El factor de calidad, definido como $\lambda_0/\Delta\lambda$, es:

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}}. \quad (4.33)$$

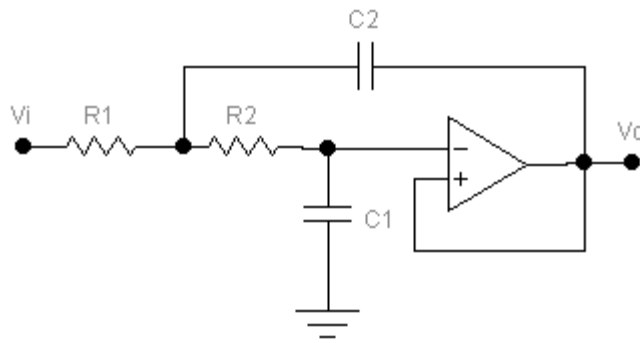


Figura 4.11. Filtro Sallen-Key pasabajas.

En la práctica elegimos un factor de calidad que proporciona un ancho de banda mayor que el requerido. Hacemos esto para evitar ensanchamiento de la señal.

En el caso del pasa bajas, la frecuencia natural es

$$\omega_n = \frac{1}{C\sqrt{R_1R_2}}. \quad (4.34)$$

Y el factor de calidad es:

$$Q = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}. \quad (4.35)$$

Podemos construir el pasa-banda poniendo dos Sallen-Key en cascada.

Los amplificadores operacionales son muy deseables por su alta impedancia de entrada y baja impedancia de salida. Sin embargo, los filtros activos tienen el problema de que dejan de funcionar adecuadamente cuando las frecuencias son muy altas para el

amplificador operacional. Un filtro pasivo deseable debe tener el mínimo de pérdidas de entrada y salida. Una de las soluciones a este problema son los filtros Butterworth de orden n , caracterizados para el caso pasa-bajas por la función de transferencia:

$$|H(i\omega)|^2 = \frac{K}{1 + (i\omega/i\omega_c)^{2n}} \quad (4.36)$$

Estos filtros se implementan por medio de una escalera LC (figura 4.12).

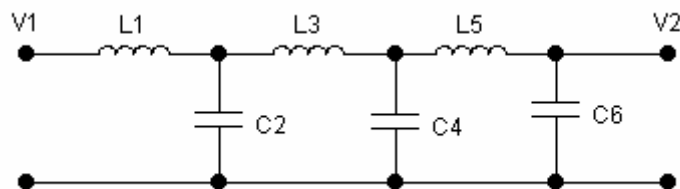


Figura 4.12. Escalera RC para filtro Butterworth pasa-bajas de orden 6.

En el caso en que el orden es impar, se remueve el último capacitor. Los valores de los inductores y capacitores se calculan por medio de simples fórmulas recursivas.

4.5 Relación señal ruido

El ruido a diferentes frecuencias siempre está presente en los sistemas electrónicos. Cada componente electrónico aporta ruido a la señal, por lo que es importante analizar las fuentes de ruido y como éstas limitan la capacidad del sistema para detectar reflectancias en la muestra.

Una fuente de ruido es descrita por medio de un proceso estocástico $p(t)$, cuya distribución espectral $S_p(\omega)$ está dada por la transformada de Fourier de su autocorrelación R_p , y tiene una media m_p .

En las siguientes páginas determinaremos la relación señal-ruido, por medio de la cual podemos determinar la mínima reflectancia detectable en el sistema. Lo primero es considerar las fuentes de ruido de las diversas componentes.

Corriente de oscuridad

Todo fotodetector presenta una corriente aún cuando no recibe radiación en su superficie. A esta corriente se le llama corriente de oscuridad y en muchos sistemas es una de las fuentes más importantes de ruido. La corriente de oscuridad es atribuida a una emisión térmica de carga, y se modela como:

$$i_D = aAT^2 e^{-q\phi/(kT)}. \quad (4.37)$$

Siendo a una constante de proporcionalidad, A el área del detector, T la temperatura, q la carga de un electrón, ϕ la función de trabajo del material y k la constante de Boltzmann. Una de las técnicas más usadas para reducir esta fuente de ruido es disminuir la temperatura del detector. La corriente de oscuridad no es realmente constante, sino que está sujeta a variaciones estadísticas.⁵

Ruido de disparo

El ruido de disparo, también conocido como ruido shot, es atribuido a variaciones en el flujo de electrones. Al modelar este tipo de ruido como ocasionado por un conjunto de cargas aleatorias moviéndose por un campo eléctrico, encontramos una expresión para este tipo de ruido dada por:⁶

$$S_s(\omega) = q \langle I \rangle . \quad (4.38)$$

Donde $\langle I \rangle$ es la corriente promedio. La magnitud de este ruido depende de la carga del electrón. Si la carga del electrón tendiera a cero, este ruido tendería a desaparecer, por lo que se dice que este ruido es causado por fluctuaciones en la corriente debidas a la naturaleza discreta de las cargas.

Ruido Johnson o térmico

El ruido Johnson es producido en elementos resistivos debido al movimiento termal de los portadores de carga. Este tipo de ruido es modelado como una planckiana, pero se suele hacer la aproximación de que la energía térmica es mucho mayor que la energía del fotón, con lo que se llega a la aproximación:

$$S_J(\omega) = \frac{2kT}{R} . \quad (4.39)$$

Ruido relativo a la intensidad (RRI)

En esta categoría son clasificadas todas las fuentes de ruido cuya densidad espectral se escala de forma lineal con la potencia de la fotocorriente. Como ejemplos podemos tener variaciones de potencia en la fuente luminosa o movimientos de las monturas ópticas. Este ruido se aproxima como:

$$S_R(\omega) = q\chi \langle I \rangle^2. \quad (4.40)$$

Donde χ es un parámetro de ruido que debe ser determinado experimentalmente.

Sensibilidad

Si el proceso de ruido se describe por $n(t)$, la relación señal ruido está definida como:

$$SNR = \frac{P_S}{\text{var}\{n(t)\}} = \frac{P_S}{\int S_n(\omega) d\omega / 2\pi}. \quad (4.41)$$

Como ya habíamos visto, la corriente en el fotodetector es:

$$I = \frac{q\eta}{h\nu} \left[P_R + P_S + \frac{1}{\eta_0} \text{real}\{E_S E_R^*\} \right] + i_D. \quad (4.42)$$

A la salida del fotodetector, el ruido tiene una distribución espectral debido al ruido de disparo y al RRI. Después de que la intensidad es amplificada en el convertidor voltaje a corriente, el ruido contendrá también ruido Johnson. La distribución espectral de ruido es:

$$S_v(\omega) = q \langle v \rangle R + e\chi \langle v \rangle^2 + 2kT/R = r. \quad (4.43)$$

La siguiente etapa es el filtro pasa banda. La función de transferencia de dicho filtro es $H_{bp}(i\omega)$, por lo que la variancia del ruido al pasar por el filtro es:

$$\text{var}\{n_{bp}(t)\} = 2r \int_0^{\infty} |H_{bp}(i\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi} = 2rNEB_{bp}. \quad (4.44)$$

NEB es el ancho de banda equivalente de ruido, y es una medida del ruido que pasa por el sistema.

La siguiente etapa es la demodulación. El espectro de ruido es diferente dependiendo del tipo de demodulación que usemos. Primero analizamos el caso en que se usa demodulación por mezclado (por medio de un amplificador lock-in). La variancia del ruido es simplemente:

$$\text{var}\{n_{bp}(t)\} = 2r \int_0^{\infty} |H_{bp}(i\omega)|^2 \frac{d\omega}{2\pi} = 2rNEB_{\text{todos}}. \quad (4.45)$$

En donde NEB_{todos} es la NEB del filtro pasa-bandas combinada con la del filtro pasa-altas. En el caso de filtros ideales, la NEB total corresponde a la del filtro con menor ancho de banda.

La corriente de salida del sistema es:

$$I_{out} = \frac{\eta q}{h\nu} \sqrt{P_S P_R}. \quad (4.46)$$

Donde P_s y P_r son la potencia promedia asociada con el brazo de muestra y el brazo de referencia, respectivamente. La potencia asociada es igual a:

$$P_{señal} = v^2 R = (I_{out} R)^2 \quad (4.47)$$

El ruido está dado por la ecuación 4.45. En el límite de ruido de disparo, el ruido shot del espejo de referencia predomina sobre los otros tipos de ruido, por lo que la varianza de ruido es:

$$\text{var}\{n_{bp}(t)\} = \frac{\eta q}{h\nu} 2qP_R R^2 NEB_{todos} \quad (4.48)$$

Sustituyendo 4.47 y 4.48 en 4.41 llegamos a la SNR para la demodulación por mezclado:

$$SNR = \frac{\eta}{h\nu} \frac{P_s}{2NEB_{todos}} \quad (4.49)$$

La relación señal a ruido en el caso dominado por el ruido shot depende de la potencia reflejada por la muestra y es inversamente proporcional al ancho de banda de la detección. La SNR es el recíproco de la reflectancia mínima detectable.

En el caso de demodulación por detección de portadora, la SNR es:

$$SNR = \frac{\kappa}{2} \frac{\eta}{h\nu} \frac{P_s}{2NEB_{bp}} \quad (4.50)$$

Esta expresión de la SNR es muy parecida a la de la ecuación 4.49, pero ahora la NEB es la del filtro pasa bajas. El factor κ es función de la media de la envolvente de la señal $p(t)$:

$$\kappa = \frac{\langle p(t)^4 \rangle}{\langle p(t)^2 \rangle^2} \quad (4.51)$$

La ventaja de la detección de envolvente sobre la demodulación por mezclado es que no requiere que la fase de la portadora sea constante. Esto lo hace un método más robusto en lo que se refiere a no linealidades en la velocidad de desplazamiento del espejo de referencia.

En las ecuaciones 4.49 y 4.50 asumimos que estamos trabajando en el límite del ruido shot. Este límite se alcanza cuando el término de ruido de disparo es mayor que los otros dos términos. El ruido shot predomina sobre el ruido de disparo cuando $2q\langle v \rangle R > 4ktR$, lo que se logra si $\langle v \rangle > 50mV$. Para predominar sobre el ruido RRI es necesario que $R > \chi \langle v \rangle$. La constante de proporcionalidad χ no es conocido a priori, así que en la práctica es necesario usar un analizador de ruido para poder determinar el valor óptimo del voltaje promedio $\langle v \rangle$ tal que se cumplan las dos condiciones. Esto se hace atenuando el haz de referencia hasta que el valor del ruido corresponda con el predicho para el ruido de disparo.

De la ecuación 4.50 vemos que:

$$\frac{SNR}{P_s} NEB = const. \quad (4.52)$$

La NEB es aproximadamente igual al ancho de banda electrónico Δf . Este es, a su vez, proporcional a la velocidad de desplazamiento del espejo y al ancho de banda espectral del sistema:

$$NEB \propto v_s \Delta \lambda \propto \frac{v_s}{\delta z}. \quad (4.53)$$

En la ecuación 4.53 usamos el hecho de que el ancho de banda espectral es inversamente proporcional a la resolución axial δz . Combinando 4.52 y 4.53 encontramos que:

$$\frac{v_s SNR}{P_s \delta z} = const. \quad (4.54)$$

La ecuación 4.54 muestra el principal compromiso de diseño en OCT. Si aumentamos la velocidad de adquisición de la señal, sufrimos una pérdida en la relación señal ruido. Por otro lado, una mejor resolución implica disminuir la velocidad de adquisición o la SNR. Al ser la resolución inversamente proporcional al ancho de banda, vemos que un ancho de banda mayor requiere una SNR o una v_s menor.

4.6 OCT en medios esparcidos

En la sección 4.2 modelamos un sistema OCT en un medio poco esparcido. Ese análisis nos permitió entender el principio de funcionamiento, pero una gran parte de los casos de interés son medios esparcidos. En esta sección incluimos un término de

esparcimiento en la reflectancia de la muestra para investigar cómo afecta a la respuesta del sistema.

En un medio esparcivo los fotones siguen rutas aleatorias. La luz esparcida que regrese al detector tendrá una fase aleatoria. Para incluir este efecto en nuestro modelo del sistema OCT, agregamos un término a la reflectancia de la muestra. Este término consiste en una serie de términos de amplitud y fase aleatorias.

La reflectancia de la muestra es ahora representada por la expresión:

$$r(k) = r_0(k) + r_1(k)e^{2ikz_1} + \dots + r_N(k)e^{2ikz_N} + \sum_{\zeta} esc_{\zeta}(k)e^{i\phi_{\zeta}} = \sum_{x=0}^N r_x(k)e^{2ikz_x} + \sum_{\zeta} esc_{\zeta}(k)e^{i\phi_{\zeta}} \quad (4.56)$$

Resaltamos que el término $\sum_{\zeta} esc_{\zeta}(k)e^{i\phi_{\zeta}}$ es el correspondiente al esparcimiento, y es una serie de términos con amplitud y fase aleatoria. El campo eléctrico en el detector es:

$$E_D(k, z) = E(k)r(k) \left(e^{2ikz} + \sum_{x=0}^N r_x(k)e^{2ikz_x} + \sum_{\zeta} esc_{\zeta}(k)e^{i\phi_{\zeta}} \right) \quad (4.57)$$

Y la intensidad asociada:

$$I_D(k, z) = \gamma I(k) T(k) \left(e^{2ikz} + \sum_x r_x(k)e^{2ikz_x} + \sum_{\zeta} esc_{\zeta}(k)e^{i\phi_{\zeta}} \right) \times \left(e^{-2ikz} + \sum_x r_x(k)e^{-2ikz_x} + \sum_{\zeta} esc_{\zeta}(k)e^{-i\phi_{\zeta}} \right) \quad (4.58)$$

Desarrollamos el producto e integramos para todos los valores de k , con lo que encontramos la intensidad en función de z , la cual está dada por la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
I_D(z) = \int I(k)T(k) & \left(1 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \operatorname{esc}_{\zeta=2kz}(k) \right\} + \sum_x R_x(k) + \sum_{\zeta} \operatorname{esc}_{\zeta}(k)^2 + 2 \operatorname{Re} \left\{ \sum_x \sum_{\zeta} \operatorname{esc}_{\zeta}(k) r_x(k) \right\} \right) \\
& + 2I(k)T(k) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x r_x(k) e^{-2ik(z_x-z)} \right\} \\
& + 2I(k)T(k) \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{y \\ y \neq x}} \sum_x r_x(k) r_y^*(k) e^{-2ik(z_y-z_x)} \right\} \\
& + 2I(k)T(k) \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{\zeta \\ \phi_{\zeta} \neq 2kz}} \operatorname{esc}_{\zeta}(k) e^{i(2kz-\phi_{\zeta})} \right\} \\
& + 2I(k)T(k) \operatorname{Re} \left\{ \sum_x \sum_{\zeta} \operatorname{esc}_{\zeta}(k) r_x(k) e^{i(2kz_x-\phi_{\zeta})} \right\} \\
& + I(k)T(k) \sum_{\xi} \sum_{\zeta} \operatorname{esc}_{\xi}(k) \operatorname{esc}_{\zeta}(k) e^{i\phi_{\xi}-i\phi_{\zeta}} dk
\end{aligned}
\tag{4.59}$$

Los términos de la primera línea son un offset en la señal. Este se ha incrementado con respecto al caso no esparcivo. En la segunda línea tenemos el término que contiene la información útil. Nuevamente consideramos que los términos (a excepción de las fases) son aproximadamente constantes en k . Bajo esta suposición, los términos restantes se eliminan con la integración. Si bien el offset se incrementó, puede verse que la mayoría de los términos en que éste obscurecía la señal se eliminan con la interferencia. Aún así, la energía que llega a las capas más profundas de la muestra es menor de la que llega a las capas superficiales, efecto que se acentúa en un medio muy esparcivo. La energía que no llegó a las capas más profundas contribuye con el offset, por lo que la profundidad de penetración disminuye respecto al caso no esparcivo.

Estos resultados asumen que las reflectancias, transmitancias y espectros en el sistema son constantes en el intervalo de frecuencias observadas. En caso de no serlo, el punto se ensancha y los términos de las tres últimas líneas de la ecuación 4.59 no se eliminan totalmente.

4.7 Profundidad de penetración

Distinguimos dos casos para determinar la profundidad de penetración de OCT: uno en que la muestra es poco dispersiva y otro en que es muy dispersiva.

En el caso de la muestra poco dispersiva, asumiendo que la absorción es insignificante, el haz de luz puede penetrar una distancia muy grande. La principal limitación en este caso es la mínima señal detectable, determinada por el recíproco de la SNR. Refiriéndonos a la figura 4.2, vemos que la muestra consiste en una serie de capas de diferente reflectancia. El problema es que mientras más profunda sea la capa, el haz pierde más intensidad. Por este motivo, la componente del haz que detectamos como retro-reflejada por la n -ésima capa ha perdido intensidad por haber pasado dos veces por las $n-1$ capas anteriores. De esta forma, aunque el esparcimiento es mínimo, la profundidad de penetración no es muy alta en el caso de un medio muy denso. Lo antes descrito tiene el efecto de que una imagen vaya perdiendo contraste con la profundidad hasta que ya no se puede distinguir ninguna característica (figura 4.13).



Figura 4.13. Imagen de la región alrededor del nervio óptico obtenida con OCT.⁷

En el caso de un medio muy esparcidor, la profundidad de penetración está más limitada y depende de la sensibilidad del sistema. El haz es atenuado de forma exponencial, por lo que sufre una atenuación dada por $e^{-\mu_s z}$. La profundidad de penetración z_p es la distancia a la cual la atenuación excede la sensibilidad del sistema.

Referencias

-
- 1 Brett E. Bouma, Guillermo J. Tearney. Handbook of Optical Coherence Tomography. 1a. Ed / 2002. -- USA:Marcel Dekker. Páginas 41-66
 - 2 Joseph A. Izatt, Michael R. Hee, Gabrielle M. Owen, Eric A. Swanson, James G. Fujimoto Optical coherence microscopy in scattering media Optics Letters, Volume 19, Issue 8, 590. April 1994.
 - 3 Amnon Yariv. Optical Electronics in modern communications. Fifth Edition. Oxford University Press. Páginas 46-57 (1997).

4 Pascale Parrein, Joachim Meier. Phase Noise and Phase Modulation in Optical Coherence Tomography. *Applied Optics*, Vol. 43 Issue 15, página 3010 (May 2004).

5 John Wilson, John Hawkes. *Optoelectronics, an Introduction*. Prentice Hall, páginas 310-312. (1998).

6 Amnon Yariv. *Optical Electronics in Modern Communications*. Fifth Edition. Oxford University Press. Páginas 379-388. (1997).

7 N. A. Nassif, B. Cense, B. H. Park, M. C. Pierce, S. H. Yun, B. E. Bouma, G. J. Tearney, T. C. Chen, J. F. de Boer. In vivo high-resolution video-rate spectral-domain optical coherence tomography of the human retina and optic nerve. *Optics Express*, Volume 12, Issue 3, 367-376 February 2004.

5. Arreglo experimental

5.1 Introducción

En capítulos anteriores discutimos el principio de funcionamiento de la OCT, sus principales fuentes de ruido, y algunos aspectos como la resolución y la electrónica de detección necesaria. Gracias a este análisis, pudimos comprender los alcances e importancia de la técnica, así como sus principales compromisos de diseño. El objetivo del presente capítulo es describir las componentes de un arreglo OCT necesarias para el diseño de un experimento. En las primeras secciones del capítulo tratamos sobre las alternativas para las fuentes luminosas y para el sistema de cambio de camino óptico, ambas partes fundamentales de un sistema OCT. Después hablamos brevemente sobre arreglos de microlentes y del arreglo utilizado, siguiendo con una breve descripción de una simulación desarrollada para predecir los resultados experimentales obtenidos con un arreglo OCT. Terminamos el capítulo con una breve descripción del arreglo experimental implementado en el laboratorio.

5.2 Fuentes luminosas

Parámetros de diseño

Una parte muy importante en el diseño de un sistema OCT es la elección de una fuente luminosa adecuada. Una fuente que pudiera parecer ideal en un caso, podría no serlo en otro. Por ejemplo, un sistema que se pretenda utilizar en una mama requiere tener una potencia suficientemente alta para que la cantidad de luz no esparcida sea detectable.

Por otro lado, para obtener imágenes de la retina se requieren láseres menos potentes por que el ojo es menos esparcivo, además de que una potencia alta podría causarle daño.

Las consideraciones más importantes para la elección de la fuente son: frecuencia central, ancho de banda, potencia en operación monomodo transversal y estabilidad.

El primer requisito está relacionado con lo discutido en el capítulo 2. Esto es que se requiere una longitud de onda en un rango que no sea fuertemente absorbido por el tejido. El agua y la hemoglobina proporcionan una ventana de absorción mínima alrededor de 900 y 1200 nm. Sin embargo, en esa región el esparcimiento presenta una disminución al aumentar la longitud de onda. La longitud de onda de operación se elige balanceando ambos criterios. Algunos estudios e investigaciones teóricas sugieren que la mayor profundidad de penetración ocurrirá cerca de $1.3\mu\text{m}$ y cerca de $1.65\mu\text{m}$.^{1,2,3,4}

La consideración de ancho de banda está relacionada con la resolución deseada. En el capítulo 3 vimos que el ancho de banda de la fuente es inversamente proporcional a la resolución. Sin embargo, debido al escalamiento por ley cuadrática que sufre el ancho de banda, las longitudes de onda largas requieren un mayor ancho de banda para lograr la misma resolución que las longitudes de onda cortas. Además, tan importante como el ancho de banda es la forma de línea espectral. Esto se discutirá más adelante.

La ecuación 4.54 (página 79) plantea el principal compromiso de diseño en OCT. Podemos ver que al aumentar la potencia de la fuente (sin modificar la velocidad de adquisición) la relación señal ruido aumenta. Esto permite distinguir reflexiones más débiles. En la deducción de esta ecuación asumimos que toda la potencia está en un sólo

modo transversal de operación. La energía luminosa en otros modos disminuye el contraste de las franjas de interferencia. La ecuación 4.54 también está basada en la suposición de que el sistema está en el límite del ruido shot, aunque esto es fácil de lograr con potencias ópticas relativamente bajas (alrededor de $10 \mu\text{W}$). Aumentar la potencia más allá de este límite no incrementa la sensibilidad de forma significativa.

La última consideración, estabilidad, incluye aspectos como la facilidad de uso, el tamaño y otros aspectos prácticos de la fuente. En un ambiente de laboratorio varios de estos factores no influyen mucho en la elección. Pero en condiciones prácticas, cuestiones como la portabilidad y la robustez cobran una importancia significativa. En esta consideración se puede incluir la estabilidad en la potencia de salida. Si la potencia cambia, se generan armónicos en la señal. Estos cambios de amplitud son provocados por fuentes de ruido, inestabilidades mecánicas en el interferómetro, o por cambios en la potencia de la fuente de alimentación.

Forma de línea espectral

Como ya se había mencionado, la función de ensanchamiento de punto está dada por la transformada de Fourier del espectro de la fuente. Debido a esto, la forma del espectro es un factor que debe considerarse en el diseño del sistema. Una de las características más deseables es que sean bien comportadas en su decaimiento. Las funciones gaussianas y secante hiperbólicas presentan esta característica. Funciones de este tipo tienen la ventaja que su autocorrelación no presenta lóbulos laterales (figura 5.1).

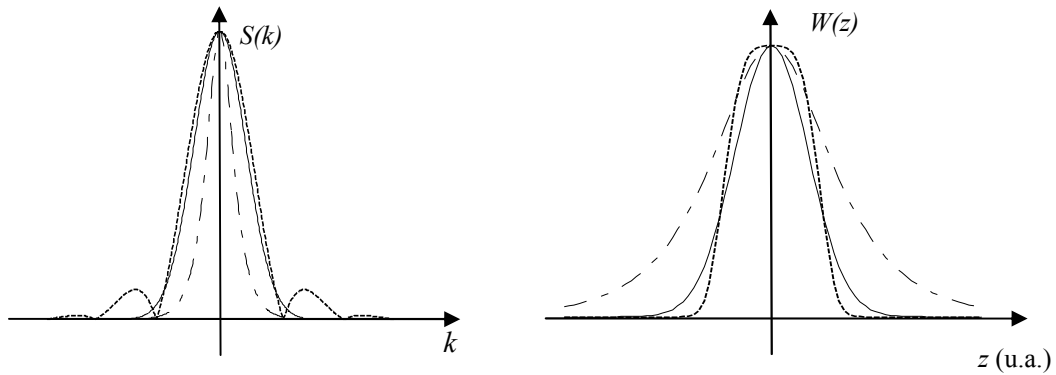


Figura 5.1. Función de forma de línea $S(k)$ y función de ensanchamiento de punto $W(z)$ para: gaussiana (línea continua), función híper-gaussiana (línea discontinua) y tangente hiperbólica (línea y punto).

Los lóbulos laterales tienen el efecto no deseado de producir ecos de las estructuras. Algunos fabricantes de fuentes suelen usar dos semiconductores con distinto espectro para tratar de ampliar el ancho de banda. Esto causa pequeñas desviaciones en la gaussiana, pero causa efectos no deseados en la función de ensanchamiento de pulso (figura 5.2).

Existen otros factores que pueden alterar la forma del espectro, provocando efectos no deseados en la función de ensanchamiento de línea. Uno de ellos es la adición de ruido espectral multiplicativo. Otro de los factores es el cortado del espectro, el cual sucede cuando alguno de los elementos del interferómetro actúa como filtro pasabajas y bloquea las orillas del espectro (figura 5.3).

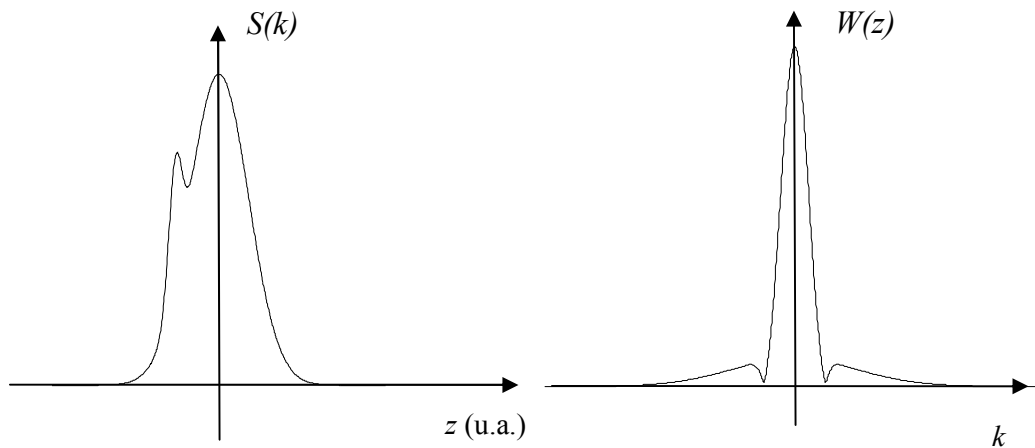


Figura 5.2. Dos gaussianas traslapadas en el espectro de la fuente producen dos lóbulos extendidos que aumentan el piso de $W(z)$.

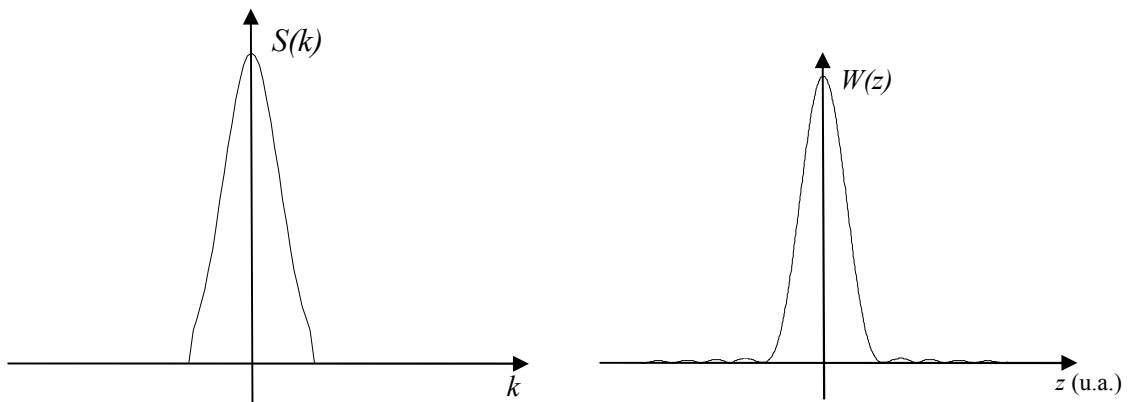


Figura 5.3. $S(k)$ y $W(z)$ para una gaussiana en que los extremos han sido truncados. El truncamiento produce ondulaciones en la función de ensanchamiento de punto.

Tipos de fuentes

Debido a su función de forma de línea estrecha, las fuentes láser convencionales no son adecuadas para un sistema de tomografía óptica. Tradicionalmente el tipo de fuente más

usado han sido los diodos súper luminiscentes (SLD), que combinan las características deseables de los láseres de semiconductor con las de los LED. Son muy simples, compactos, estables y su costo es más bajo que el de otro tipo de fuentes. Los SLD también se caracterizan por tener un espectro que se aproxima mucho a una gaussiana, por lo que no producen ecos en la señal. A pesar de sus múltiples ventajas, los SLD no tienen tanta potencia como otras fuentes, lo que limita la velocidad de adquisición.

Otro tipo de fuentes usadas en OCT son las construidas con fibra dopada. Este tipo de fuentes usan un principio parecido al de las fibras láser. Consisten en fibras dopadas con tierras raras, las cuales se bombean con un diodo láser. Para evitar el laseo en la fibra, se disminuye la reflectancia de las caras de la fibra. La ventaja de una fuente de este tipo es que son compactas y relativamente baratas y simples. Además, son una alternativa de alta potencia y resolución para OCT. Por otro lado, los mismos mecanismos de fluorescencia en la fibra producen un estrechamiento del espectro. Por este motivo, las fuentes de fibra dopada usualmente requieren algún tipo de filtraje espectral. Estas fuentes tienen anchos de banda de 50 nm o más (comparados con los SLD, que en promedio tienen entre 20 y 35 nm), pero sus espectros son poco gaussianos (figura 5.4). Algunas de las tierras raras usadas son: neodimio, iterbio, erbio, tulio y praseodimio.

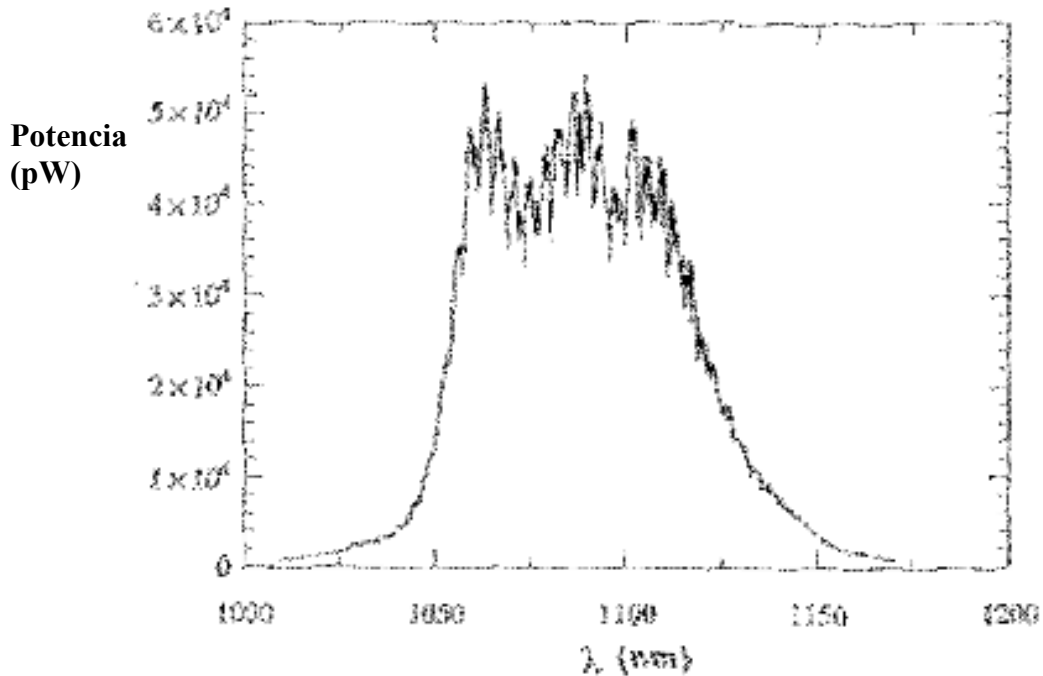


Figura 5.4. Espectro de una fuente implementada con fibra dopada con neodimio.

Los láseres pulsados son otro tipo de fuente de interés. La tecnología actual ha permitido el desarrollo de láseres con pulsos en femtosegundos.^{5,6} Esto implica anchos de banda muy grandes, que tienen como consecuencia resoluciones altas. La principal desventaja de fuentes de este tipo es su alto costo y complejidad. El tipo más común de láseres pulsados para OCT son los de semiconductor. El pulsado se suele hacer con *mode-locking* por medio de efecto Kerr. Ejemplos de estos láseres son los de $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ y los de $\text{Cr}^{4+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$. En un caso típico (como el del mencionado Mg_2SiO_4), el espectro se aproxima más a una forma rectangular que a una gaussiana. Los lóbulos laterales de la autocorrelación decaen rápidamente y son casi 20dB menores que la intensidad pico máxima.

5.3 Sistema de cambio de camino óptico

Otra de las partes fundamentales en un sistema OCT es el sistema de cambio de camino óptico (SCO). Definimos el SCO como la parte de un arreglo OCT que permite cambiar, de forma controlada, la fase del haz de referencia respecto a la del haz de muestra. La solución más simple es desplazar el espejo de referencia a una velocidad constante, pero existen otras alternativas.

Existen varios parámetros importantes en la elección: rango de desplazamiento útil, velocidad de exploración, tasa de repetición, ciclo de trabajo, linealidad, pérdida de potencia óptica, efectos de polarización y efectos de dispersión.⁷

El rango de desplazamiento útil se refiere a la porción del barrido en la cual se puede medir, afectando el rango de profundidades que se podrá observar. Como las características de la muestra son las que determinan la máxima profundidad, el rango de desplazamiento útil no necesita ser mayor que la profundidad de penetración. El valor típico en medios turbios es de alrededor de 3mm.

La velocidad de exploración es directamente proporcional a la velocidad de adquisición de la imagen. Se refiere a la velocidad de adquisición de perfiles de profundidad. Por otro lado, como se describió en el capítulo anterior, la velocidad de adquisición determina la frecuencia doppler, relacionada con el ancho de banda electrónico. El ancho de banda se incrementa con la velocidad, lo cual a su vez disminuye la relación señal ruido del sistema.

La tasa de repetición es el número de perfiles de profundidad registrados cada segundo. Este parámetro determina el número de cuadros por segundo que se pueden capturar con el sistema. Una alta tasa de repetición es necesaria para obtener video en tiempo real y para eliminar imperfecciones en la imagen debido al movimiento de la muestra.

El ciclo de trabajo se define como

$$D.C. = \frac{\text{Distancia de exploración} \times \text{Tasa de repetición}}{v_s} \quad (5.1)$$

Es una medida del “tiempo que se desperdicia” en el sistema OCT. En otras palabras, un sistema OCT con un ciclo de trabajo del 50% sólo toma mediciones la mitad del tiempo en que está funcionando. Un ciclo de trabajo menor a 100% se debe a que es necesario invertir tiempo en mover la muestra en la posición lateral, y al tiempo que toma regresar el sistema de exploración axial a su posición inicial. Muchos sistemas se diseñan de forma que se desplaza la muestra lateralmente antes de regresar el sistema de exploración, de forma que se tome el perfil de la nueva posición. Sistemas de este tipo requieren invertir cada línea par.

El parámetro de linealidad se refiere a qué tan constante es la velocidad de exploración. En capítulos anteriores se había mencionado que un desplazamiento lineal del brazo de referencia era deseable para evitar la generación de armónicos en la señal OCT. No linealidades se presentan por ejemplo en sistemas que usan motores a pasos para desplazar el espejo, o por vibraciones en el sistema de exploración.

La pérdida de inserción es la fracción de potencia óptica que se pierde en el brazo de referencia. El arreglo Michelson no es el ideal en OCT por que desperdicia el 50% de la potencia de la fuente. Para mejorar su relación señal ruido se suele introducir pérdidas en el brazo de referencia. Por este motivo, las pérdidas de inserción son tolerables hasta cierto punto para un sistema OCT en configuración Michelson.

Según las leyes de Fresnel-Arago, la visibilidad de las franjas de interferencia disminuye si la polarización de los dos haces es diferente, hasta desaparecer cuando son ortogonales. Cuando el sistema de retraso de cambio de camino óptico cambia la polarización del haz de referencia y el haz de muestra se mantiene igual, es necesario compensar para evitar la pérdida de contraste.

Finalmente, los efectos de dispersión deben ser iguales en el brazo de referencia que en el brazo de muestra, de lo contrario se produce un ensanchamiento de punto adicional. Si los efectos dispersivos del SCO cambian al hacer la exploración, la compensación es muy complicada.

Tipos de SCO

Retrorreflector con traslado lineal. Este tipo de SCO es el más sencillo y directo. Consiste en un espejo acoplado con un sistema mecánico de desplazamiento lineal. Su implementación más simple es un espejo plano montado en un trasladador mecánico (un piezoeléctrico, por ejemplo). El espejo plano tiene la desventaja de ser muy sensible a la desalineación, por lo que una alternativa es usar un cubo retrorreflector. La principal desventaja de este enfoque es que la velocidad de adquisición está limitada a la

velocidad del sistema mecánico (hasta 100 mm/s en sistemas comerciales). La tasa de repetición y el ciclo de trabajo dependen del intervalo de exploración y de si el sistema usa exploración unilateral o bilateral. Las etapas de traslación comerciales típicas incluyen motores de dc, motores a pasos y motores lineales. Todos tienen algún tipo de no linealidad debido a vibraciones o por que las mediciones son tomadas en pasos discretos. Por su simplicidad, las pérdidas de inserción son mínimas, y sus efectos dispersivos y de polarización son insignificantes.

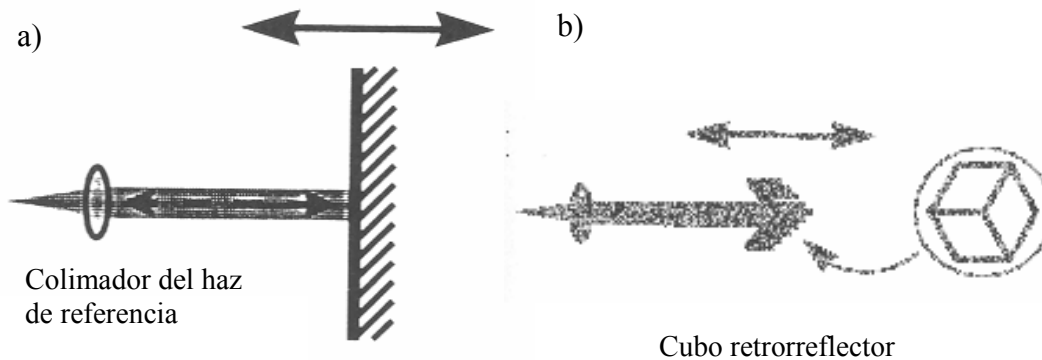


Figura 5.5. SCO de traslación lineal. a) con espejo plano, b) con cubo retroreflector.

Retroreflector multipaso con traslado. Este tipo de SCO usa un par de espejos, uno de ellos desplazable, colocados a un ángulo θ del haz. El haz regresa al interferómetro después de múltiples reflexiones entre los espejos (figura 5.6). Un sistema de este tipo tiene la ventaja de que multiplican la velocidad de desplazamiento del piezo por el número de reflexiones. La velocidad es escalada por un factor $2m/\cos\theta$, donde m es el número de reflexiones en M1. Se pueden alcanzar más de 100 exploraciones por segundo con un alto ciclo de trabajo.

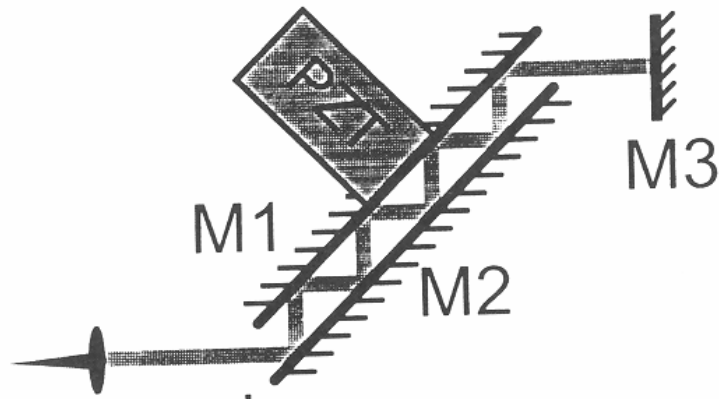


Figura 5.6. Retroreflector multipaso con traslado.

A pesar de sus ventajas de velocidad, el arreglo presenta varias dificultades. Las pérdidas son del 50% por ciento con espejos de alta calidad. Altas tasas de repetición se logran a expensas del ciclo de trabajo. Como la incidencia no es normal en los espejos, existe una dependencia en la polarización.

Retroreflector montado en galvanómetro. Este es un SCO de exploración angular. Usa un galvanómetro para desplazar un cubo retroreflector una distancia igual a $r \sin\theta$, siendo r la longitud del brazo del galvanómetro (figura 5.7). Esta configuración es muy parecida al retroreflector con traslado lineal, pero este arreglo se caracteriza por velocidades de exploración mayores y por lo tanto tasas de repetición más altas. Una velocidad típica es de 100 exploraciones por segundo, explorando varios milímetros con alto ciclo de trabajo. Si se usa un ángulo de desplazamiento pequeño (caso adecuado para OCT), la aproximación de ángulo pequeño se cumple y la velocidad de traslación es aproximadamente lineal.

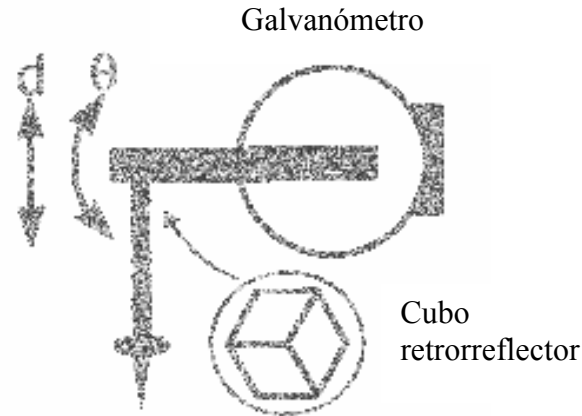


Figura 5.7. Retroreflector montado en galvanómetro.

Cubo rotatorio. En este tipo de métodos de exploración angular se hace pasar el haz de referencia por un cubo rotando a velocidad constante. La distancia total que atraviesa el haz en el vidrio cambia con el ángulo del cubo (figura 5.8). La principal motivación para usar este tipo de SCO es la velocidad. El cubo se puede rotar rápidamente, generando barridos a tasas de repetición mayores a las de los SCO de traslado lineal. El intervalo de exploración depende del tamaño del cubo y de la configuración (cuántas veces pasa el haz por el cubo). Para una configuración dada, el rango de exploración no es ajustable, pero sí lo es la velocidad de exploración. Otra desventaja de configuraciones de este tipo es la dispersión. Como esta cambia según la posición del cubo, es muy difícil de compensar. Las pérdidas de inserción y los efectos de polarización dependen del tratamiento que se le dio a las superficies del cubo.

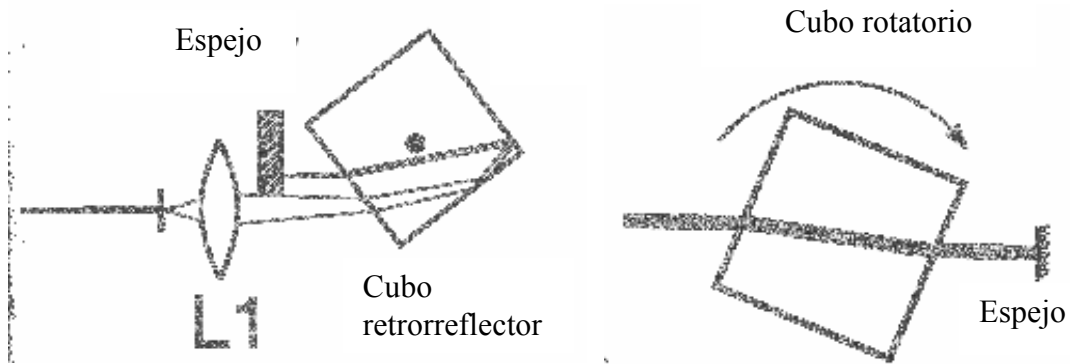
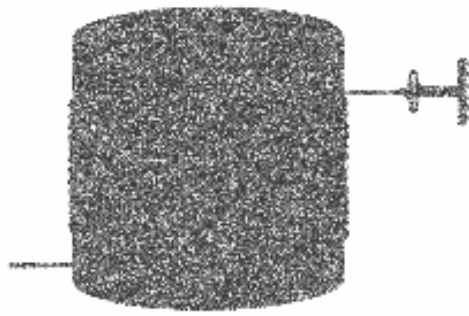


Figura 5.8. SCO por medio de cubos rotatorios.

Estrechamiento de fibra. Estos SCO consisten en su forma más básica en un tramo de fibra óptica muy largo enrollada en un piezoeléctrico cilíndrico (figura 5.9). Como el tramo tiene muchas vueltas, las pequeñas variaciones del piezoeléctrico causan un retraso de varios milímetros. El cambio en la distancia Δd está relacionado con el cambio en el radio del cilindro Δr por $\Delta d = 2\pi m \Delta r$, donde m es el número de vueltas. La velocidad de exploración s es la derivada en el tiempo $s = 2\pi m \partial \Delta r / \partial t$. Se han demostrado tasas de exploración de hasta 1200 exploraciones por segundo. Las primeras demostraciones de video en tiempo real usando OCT se hicieron usando SCO de este tipo, logrando *frame rates* de 1 y 4 cuadros por segundo. El ciclo de trabajo en esta demostración fue del 75%. En un SCO de este tipo es sencillo corregir la diferencia de dispersión en los brazos. Se estima que las pérdidas de inserción son comparables a las de un SCO de traslación lineal. La principal desventaja que presenta este arreglo es que la birrefringencia causada por el estrechamiento de la fibra cambia la polarización de la luz. Además, es necesario controlar la temperatura para evitar una deriva del retraso y la polarización.



PZT
cilíndrico

Figura 5.9. SCO de estrechamiento de fibra implementado con un piezoeléctrico (PZT).

5.5 Arreglos de microlentes

Los arreglos de microlentes son una tecnología relativamente nueva. Consisten en cierto número de pequeñas lentes (de un diámetro similar al de una fibra óptica) agrupadas en arreglos con diferentes formas dependiendo de la aplicación (figura 5.10).

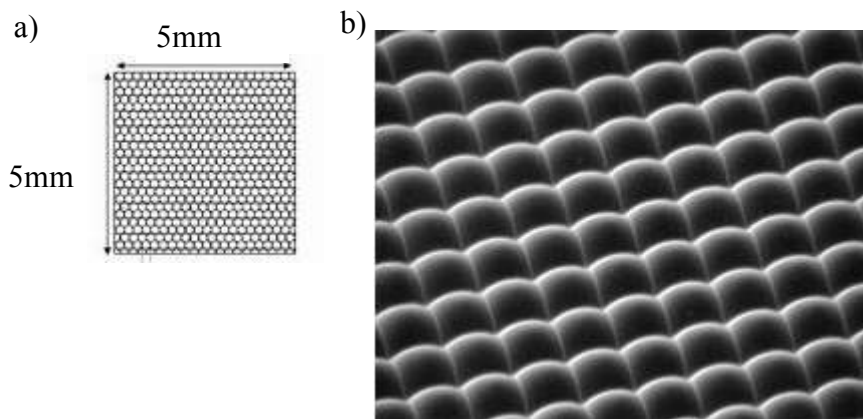


Figura 5.10. Ejemplos de arreglos de microlentes. a) Arreglo de lentes hexagonales (400 lentes, $f=260\mu\text{m}$).⁸ b) microfotografía de un arreglo.⁹

Las técnicas de fabricación de este tipo de arreglos incluyen moldeo o tratamiento termal. El costo es variable, pero un arreglo como el de la figura 5.10a tiene un costo de 80 euros.

La aplicación más obvia de estas lentes está en acoplar dispositivos de fibra óptica o servir de colimador en arreglos de fibras. También son usados para formar imágenes y para aumentar el área efectiva de detección en dispositivos CCD.

Como ya se ha mencionado, los arreglos OCT convencionales utilizan una lente para enfocar el haz en la parte examinada de la muestra. El principal problema con un arreglo de este tipo es que sólo permite obtener la información de una pequeña área de la muestra a la vez. En esta tesis proponemos usar un arreglo de microlentes para iluminar varias partes de la muestra a la vez, de esta forma logramos una tomografía óptica a campo completo. La principal ventaja de usar lentes es que éstas permiten un incremento en la resolución lateral. Además, al concentrar una mayor cantidad de luz, aumentamos la energía recolectada de cada punto, con lo que la relación señal ruido mejora respecto a un arreglo a campo completo sin lentes.

5.5 Simulación

Una simulación es una herramienta muy importante en la predicción del comportamiento de un sistema físico, para encontrar fuentes de error en el experimento, o para encontrar fallas en el modelo matemático. En este caso usamos la simulación para predecir el resultado de obtener la imagen de muestras sencillas.

El modelo usado para la muestra es el mismo que se describió en el capítulo 4. Este modelo es muy conveniente, pues permite transformar imágenes fácilmente en la función de reflectancia. Recordamos que este modelo ignora cualquier efecto de reflexiones múltiples, una buena aproximación cuando los cambios de índice en el medio no son muy abruptos.

La simulación también tiene un pequeño algoritmo que simula la pérdida de potencia del haz al ir penetrando en la muestra, y simula el esparcimiento como una distribución normal de ruido.

La principal ventaja de hacer una simulación es que nos permite agregar variables con las que es muy difícil trabajar analíticamente. Por ejemplo, podemos simular con relativa facilidad el efecto de una respuesta espectral no plana de la muestra, e incluso usar formas de línea no integrables analíticamente. Como en toda simulación, la discretización produce distorsiones si no tenemos cuidado con lo que se hace.

Probamos la simulación con una fotografía de eritrocitos como “muestra” (figura 5.11).

En la figura 5.12 mostramos dos imágenes obtenidas por la simulación. La de la izquierda fue obtenida simulando el uso de una fuente poco coherente. En la de la derecha simulamos el efecto de aumentar la coherencia (ancho de banda simulado de 10 nm centrado en 800 nm, asumiendo que la imagen mide 80 micras a lo largo).. En la simulación se asume que la iluminación de la muestra se da de forma “horizontal” y por el lado izquierdo. En ambas imágenes se ignoran los efectos esparcidos. Además, se considera que los cambios de índice de refracción son muy pequeños, por lo que el haz

pierde muy poca intensidad y la profundidad de observación es mayor que la profundidad de la imagen.

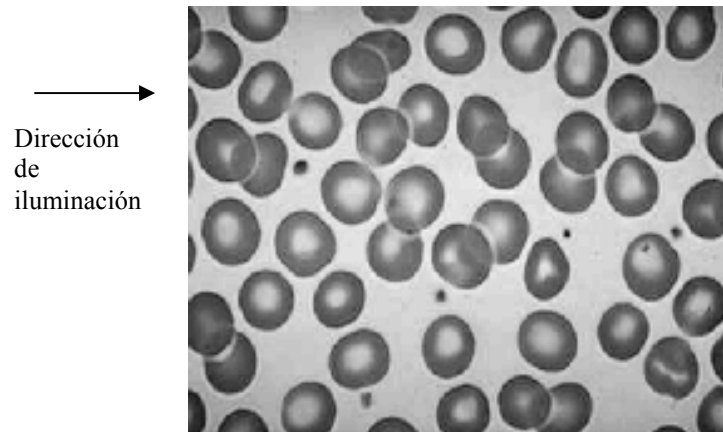


Figura 5.11. Fotografía de eritrocitos tomada como muestra para la simulación.

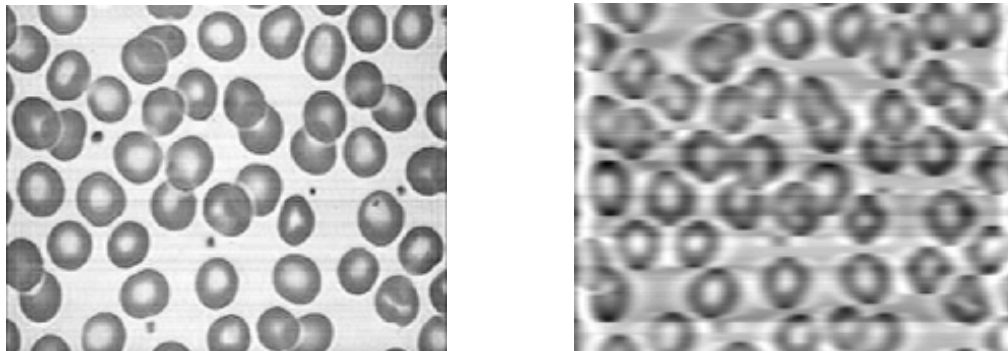


Figura 5.12. Simulación de tomografías. La figura de la izquierda se obtuvo con una fuente poco coherente, mientras que la de la derecha tiene un ancho de banda menor.

Para las imágenes de la figura 5.13 supusimos una fuente incoherente. En la de la izquierda asumimos que la profundidad de penetración es menor que el ancho de la

figura. En la de la derecha la profundidad de penetración es alta pero la imagen está afectada por esparcimiento (modelado como una distribución normal).

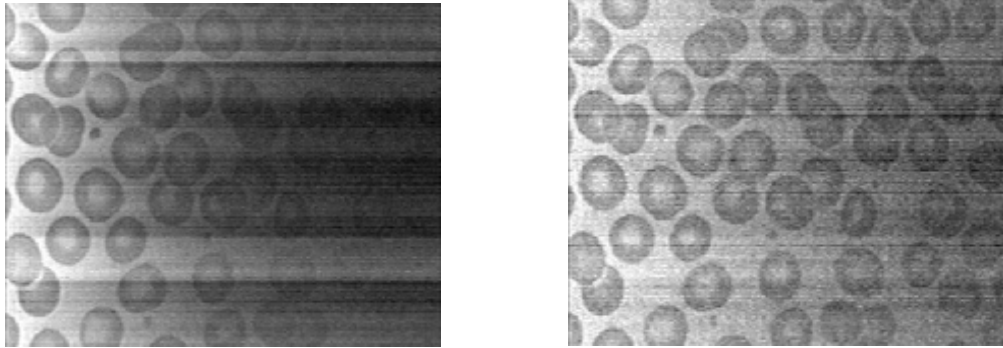


Figura 5.13. Simulación de la imagen de los eritrocitos: con profundidad de penetración limitada (izquierda), afectada por el esparcimiento (derecha).

El par de imágenes de la figura 5.14 muestran una imagen afectada por pérdida de intensidad y esparcimiento a la vez (izquierda) y una figura afectada por los tres efectos: pérdida de potencia óptica, esparcimiento y alta coherencia en la fuente.

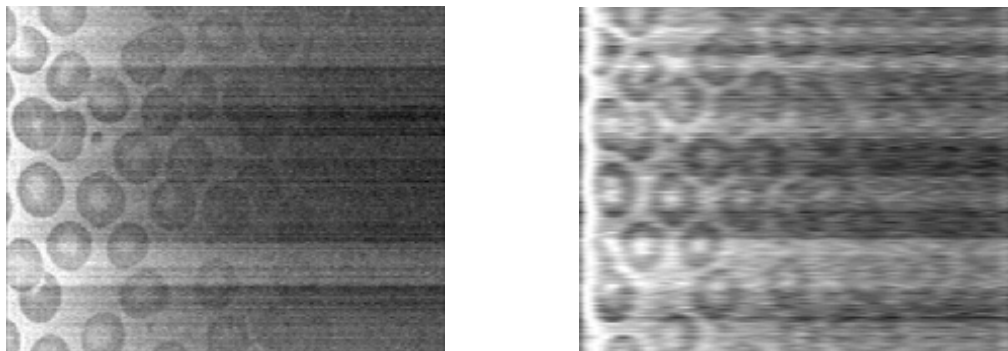


Figura 5.14. Imágenes simuladas con esparcimiento y pérdida de potencia (izquierda), y los dos efectos más alta coherencia en la fuente (derecha).

5.6 Arreglo experimental

Armamos un arreglo básico de OCT para hacer las pruebas de concepto (figura 5.15). Elegimos una fuente de luz tipo SLD sobre otro tipo de fuentes por su simplicidad, bajo costo y sus características espectrales deseables (espectro aproximadamente gaussiano y menor coherencia que un láser). En el siguiente capítulo describiremos más a detalle este arreglo y sus componentes.

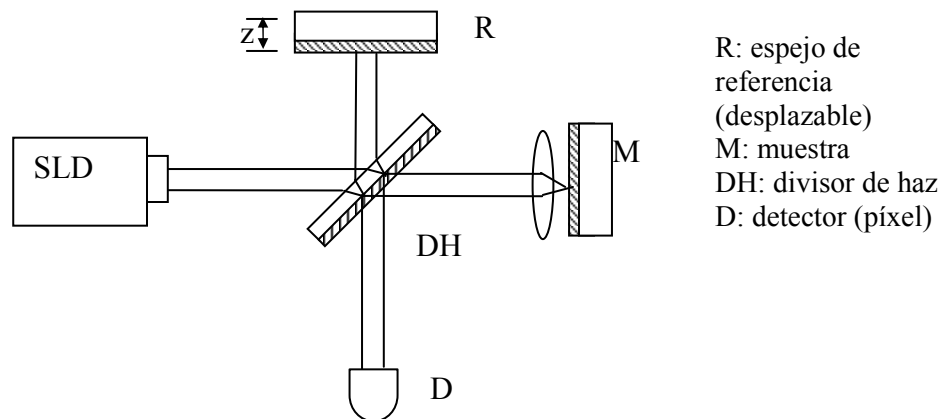


Figura 5.15. Arreglo experimental básico.

Diseñamos un arreglo de lentes para probar la factibilidad de usar un arreglo de microlentes en el arreglo OCT. Este arreglo es una matriz cuadrada de 3x3 lentes (figura 5.16). Las lentes tienen un diámetro de 3mm, por lo que son mucho más grandes que una micro lente, pero son adecuadas para los objetivos de esta tesis. La distancia focal de las lentes es de 6mm.



Figura 5.16. Arreglo de lentes milimétricas.

En el siguiente capítulo describimos las componentes seleccionadas y el resto de los detalles prácticos a considerar, así como los resultados experimentales obtenidos.

Referencias

1 Schmitt JM, Kumar G. Optical scattering properties of soft tissue: A discrete particle model. *Appl Opt* 32:2788-2797, 1998.

2 Schmitt JM, Knuttel A, Yadlowsky M, Eckhaus MA. Optical-coherence tomography of a dense tissue: Statistic of attenuation and backscattering. *Phys Med Biol* 39:1705-1720, 1994.

3 Anderson RR, Parrish JA. The optics of human skin. *J Invest Dermatol* 77:13-19, 1981.

4 Matcher SJ, Cope M, Delpy DT. In vivo measurements of the wavelength dependence of tissue scattering coefficients between 760 and 900 nm measured with time-resolved spectroscopy. *Appl Opt* 36:386-396, 1997.

5 Yanovsky V, Pang Y, Wise F, Minkov BI. Generation of 25-fs pulses from a self mode-locked Cr:forsterite laser with optimized group delay dispersion. *Opt Lett* 18:1541-1533, 1993.

6 Seas A, Petricevic V, Alfano RR. Generation of sub-100 fs pulses from a cw mode-locked chromium-doped forsterite laser. *Opt Lett* 17:937-939, 1992.

7 Brett E. Bouma, Guillermo J. Tearney. Handbook of optical coherence tomography. 1a. Ed. USA:Marcel Dekker. Páginas 99-123.

8 Imagen en línea. Suss micro optics. <http://www.suss-microoptics.com/shop/index.html?standard_microlens_arrays_-_hexagonal_packed.htm>

9 Imagen en línea. RPC photonics. <<http://www.rpcphotonics.com/microlens.htm>>

6. Resultados experimentales

6.1 Introducción

En el capítulo anterior revisamos las principales alternativas en cuestión de componentes para un sistema OCT. En este capítulo detallaremos los experimentos descritos al final del capítulo anterior, así como los resultados experimentales que obtuvimos de ellos.

6.2 Armado del experimento

Para comenzar nuestros experimentos armamos un interferómetro Michelson de baja coherencia. El arreglo básico de este tipo para hacer OCT lo mostramos en la figura 6.1.

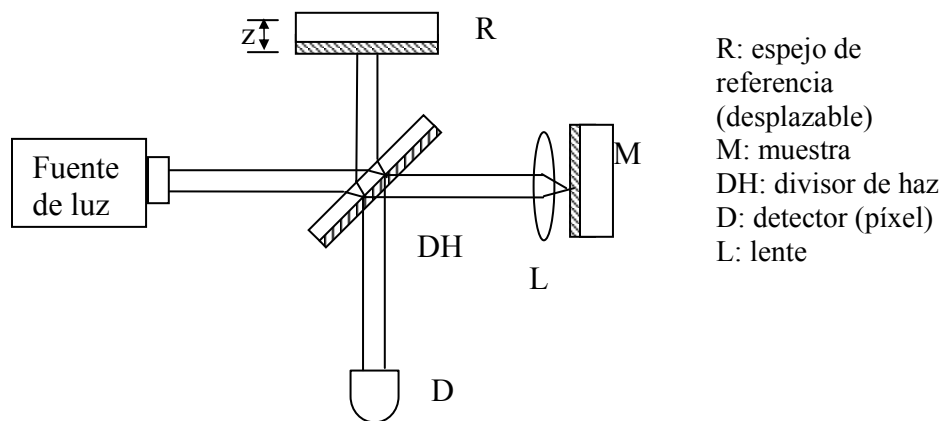


Figura 6.1. Arreglo básico armado.

El objetivo de estos experimentos es obtener el perfil a profundidad de un objeto para probar nuestra capacidad de crear un sistema OCT en el laboratorio.

Los pasos seguidos para armar el experimento fueron.

1. Selección de componentes básicas y armado del interferómetro
2. Alineación y ajuste de camino óptico
3. Caracterización del sistema de retraso de camino óptico
4. Obtención y registro de franjas
5. Obtención del perfil de profundidad de un portaobjetos

En las siguiente sub secciones detallaremos cada uno de estos puntos.

6.2.1 Selección de componentes básicas y armado del interferómetro

El interferómetro que armamos para los experimentos fue un arreglo Michelson convencional (figura 6.1). Elegimos esta configuración sobre una de fibra óptica por dos razones: un arreglo de fibra óptica presenta problemas de pérdida de visibilidad en las franjas debido a la birrefringencia en la fibra, y el acoplamiento de la fuente luminosa con el interferómetro es más sencillo.

La calidad de la imagen obtenida con OCT depende del tipo de componentes utilizados.

Podemos dividir el tipo de componentes en tres tipos:

- Fuente luminosa.
- Sistema de desplazamiento de camino óptico.
- Componentes ópticas: divisores de haz, espejos, lentes.

La fuente luminosa determina la resolución axial del sistema, teniendo una mejor resolución las fuentes de menor coherencia. Para estos experimentos elegimos un diodo súper luminiscente (SLD) como fuente (figura 6.2). Una fuente de este tipo tiene la simplicidad de un láser de semiconductor pero con un ancho espectral mayor. Para un sistema de obtención de imágenes de tejidos se requiere una fuente infrarroja. La fuente que utilizamos para el experimento es roja para facilitar la alineación (existe también un modelo en infrarrojo). Obtuvimos el espectro con un espectrómetro ocean optics. El ancho espectral es de 19 nm, y la longitud de onda central es 638nm.

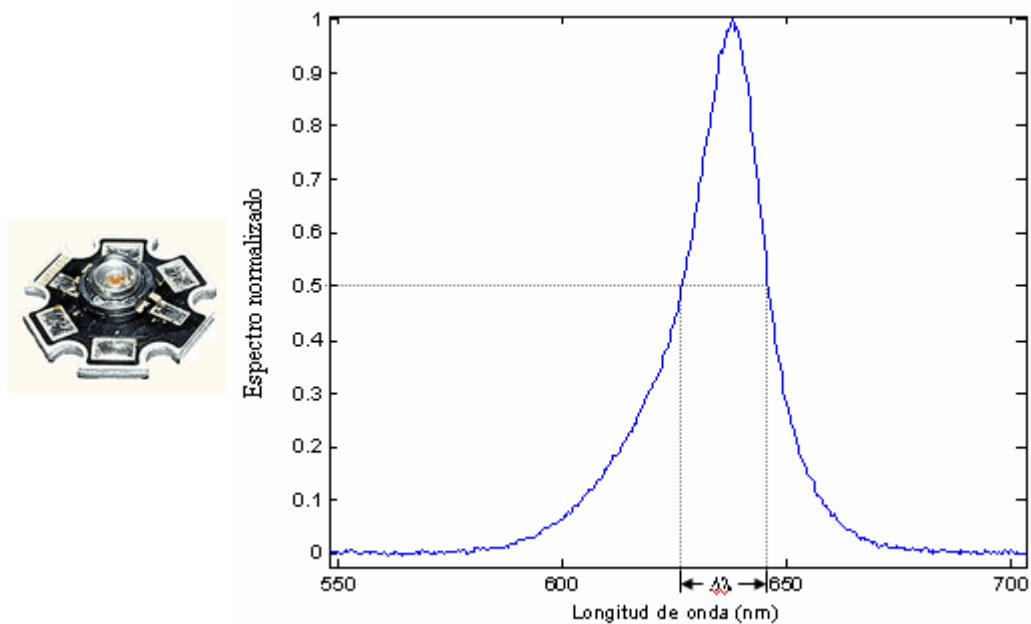


Figura 6.2. Diodo súper luminiscente (izquierda) y su espectro (derecha).

La resolución axial máxima con esta fuente es, según la ecuación 6.1, de 9.45 micras.

$$\delta z_{FWHM} = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left(\frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \right). \quad (6.1)$$

El sistema de desplazamiento de camino óptico debe cumplir varias características. Para estos experimentos no es importante la velocidad de adquisición. Lo más importante es la linealidad del desplazamiento y el desplazamiento máximo. La linealidad es importante para facilitar la desmodulación del perfil de profundidad. El desplazamiento máximo determina la profundidad hasta la que se puede obtener imágenes (a menos que exceda la profundidad de penetración de la luz). Usamos un piezoeléctrico para hacer este desplazamiento. Un piezoeléctrico tiene la ventaja de modularse de forma sencilla, y que presenta una linealidad más alta que otras de las alternativas. Sin embargo, el desplazamiento máximo de un piezoeléctrico no alcanza los milímetros. En el laboratorio se contaba con varios piezoeléctricos. Uno de ellos (S-316.10 de www.pi.ws), tiene el sistema de control más sofisticado y moderno, pero presenta dificultades en el montaje, además de que el desplazamiento máximo es de sólo 12 micras. La segunda mejor opción es un piezoeléctrico más viejo, que requiere voltajes de un orden de magnitud mayor para operar (figura 6.3). El controlador puede ser operado con un generador de funciones estándar. La principal ventaja de este piezoeléctrico es la simplicidad para montarle un espejo. El desplazamiento máximo es desconocido, por lo que tuvo que caracterizarse. Esta caracterización se describe en la sección 6.2.3.

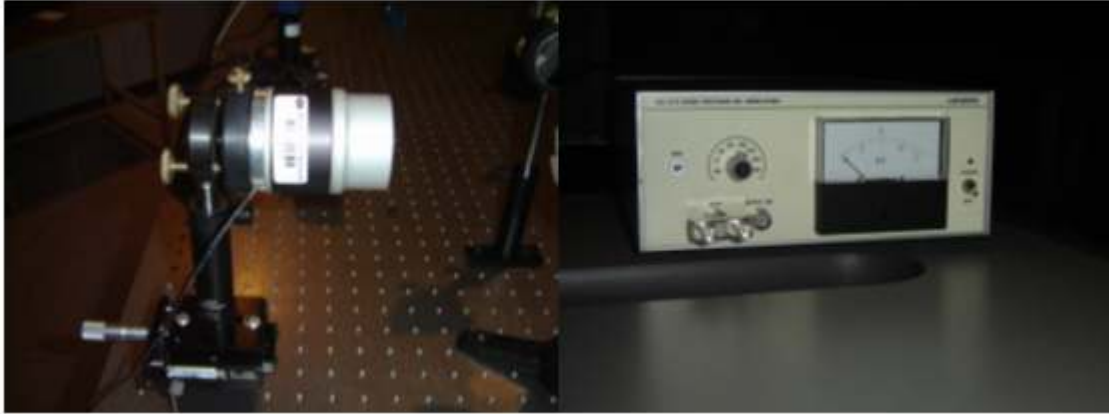


Figura 6.3 Espejo montado en piezoeléctrico (izquierda) y controlador (derecha). El piezoeléctrico está montado a su vez en una montura con desplazamiento axial.

Las componentes ópticas no ideales presentan un comportamiento dependiente de la longitud de onda. En el caso de un sistema OCT, el cual opera con fuentes de baja coherencia, las componentes ópticas con respuesta no plana (en las longitudes de onda usadas) producen un deterioro de la resolución axial.

En el caso de los espejos, utilicé los que había disponibles. Estos espejos son de cubierta metálica, y su respuesta tiene una pendiente mínima en 600 nm, por lo que son adecuados para el SLD que utilizamos (centrado en 638 nm). La planicidad de estos espejos es de media longitud de onda ($\lambda=632\text{nm}$).

Como divisor de haz utilizamos originalmente un cubo dieléctrico, pero este presenta dificultades con la polarización del láser. El divisor de haz utilizado finalmente no presenta problemas de polarización, y su transmitancia (obtenida experimentalmente) la mostramos en la figura 6.5. Resaltamos que la transmitancia tiene pendiente mínima cerca de los 600 nm, pero alrededor de los 640nm empieza a decrecer muy rápido, por lo que otro divisor de haz podría ser más adecuado para nuestros fines.

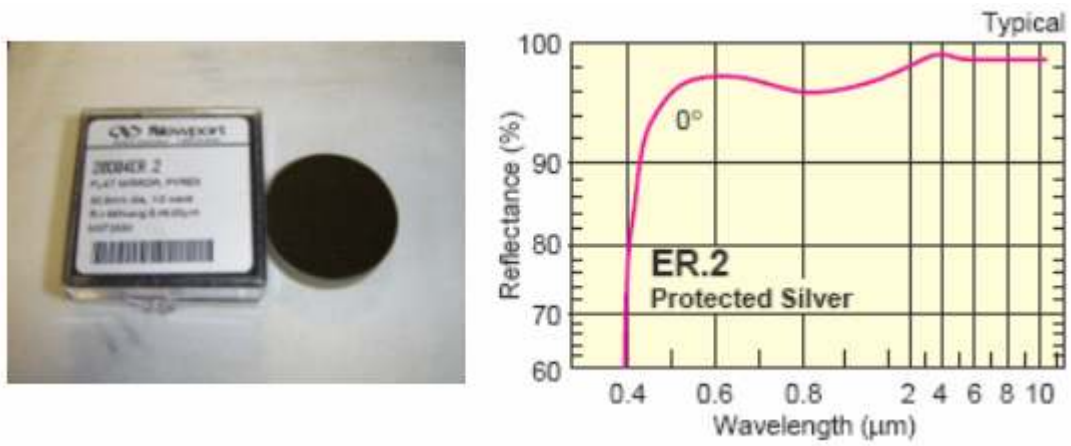


Figura 6.4 Espejo de referencia y respuesta espectral (proporcionada por el fabricante).

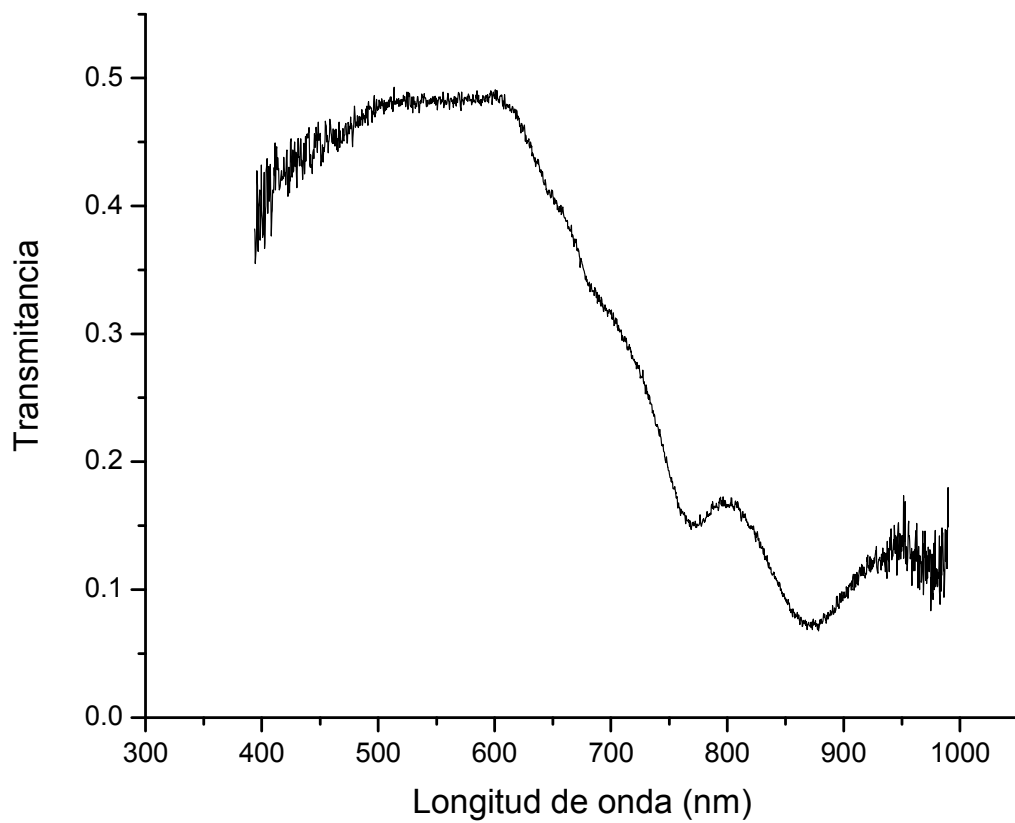


Figura 6.5. Transmittancia del divisor de haz utilizado.

6.2.2 Alineación y ajuste de camino óptico

Para esta etapa se requirió usar diversas fuentes luminosas: un láser de helio neón, una fuente de sodio y dos diferentes fuentes halógenas.

El láser de helio-neón se usó para alinear el interferómetro. La baja divergencia del haz permite una alineación sencilla. Su alta coherencia permite encontrar las franjas aunque la diferencia de camino óptico entre los brazos sea de centímetros. También permite ajustar la inclinación de los espejos para disminuir la densidad de franjas. Una menor inclinación representa una densidad de franjas menor.

La fuente de sodio y las fuentes halógenas presentan menor coherencia que el láser pero mayor que el diodo súper luminiscente. Estas fuentes se muestran en la figura 6.6. La de sodio es la más coherente de las tres, y la del reflector halógeno es la menos coherente (el espectro de estas fuentes consiste de varias líneas, algunas muy ensanchadas en el caso del reflector halógeno). Primero usamos la fuente de sodio y ajustamos la posición de la montura del piezo (figura 6.3) hasta encontrar la mayor visibilidad de franjas. Después cambiamos a la fuente halógena más coherente y repetimos el proceso. Finalmente, usamos el reflector halógeno para ajustar aún más el camino óptico. Una vez ajustada la diferencia de camino óptico de esta forma, usamos el SLD, para hacer el ajuste final. Las franjas formadas con el SLD sólo se perciben a ojo en un intervalo de 40 micrómetros. La resolución de la montura es de 10 micrómetros. En la figura 6.7 mostramos el arreglo final.



Figura 6.6. Fuente de sodio (izquierda) y fuentes halógenas (centro, halógena, derecha, reflector halógeno) usadas en el ajuste de camino óptico.

Para poder fotografiar las franjas, las proyectamos en un vidrio esmerilado (6.8). El haz está expandido, de esta forma las franjas se van expandiendo. Esto evita que caiga más de una franja en el área del detector, y no tiene consecuencias sobre los objetivos del experimento.

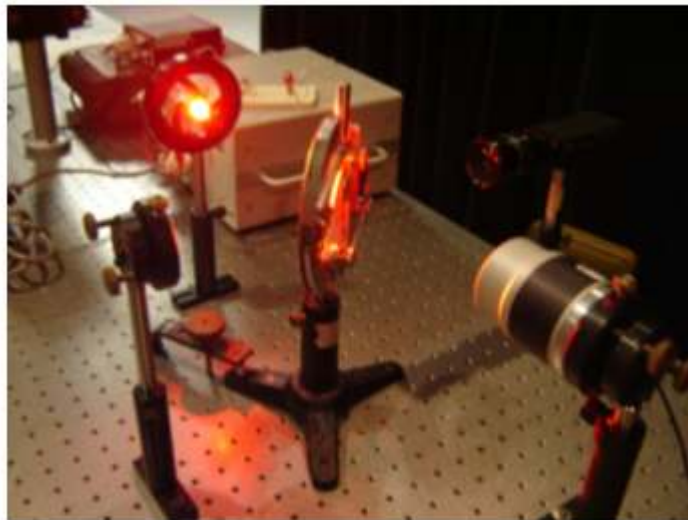


Figura 6.7. Interferómetro Michelson para OCT.

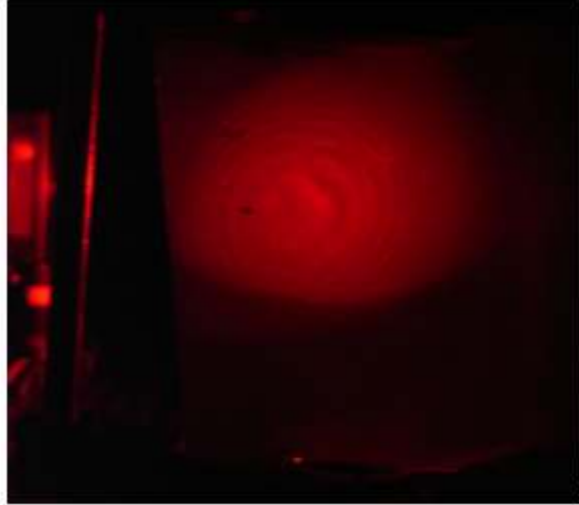


Figura 6.8. Franjas que obtuvimos con el SLD proyectadas sobre una pantalla de vidrio esmerilado.

6.2.3 Caracterización del piezoeléctrico

Durante esta etapa del experimento registramos la potencia en el detector en función de la posición del brazo de referencia. Hicimos el primer experimento con la fuente láser y desplazando el espejo muestra por medio del piezoeléctrico. Como fotodetector usamos una cabeza semiconductor Thorlabs S20MM con la capacidad de conectarse a un multímetro o a un osciloscopio (figura 6.9). Este fotodetector es el más sensible del laboratorio y puede detectar potencias incidentes de microwatts o centésimas de microwatt. Este detector es al parecer obsoleto, pues no fue posible encontrar información sobre él en la página de Thorlabs.

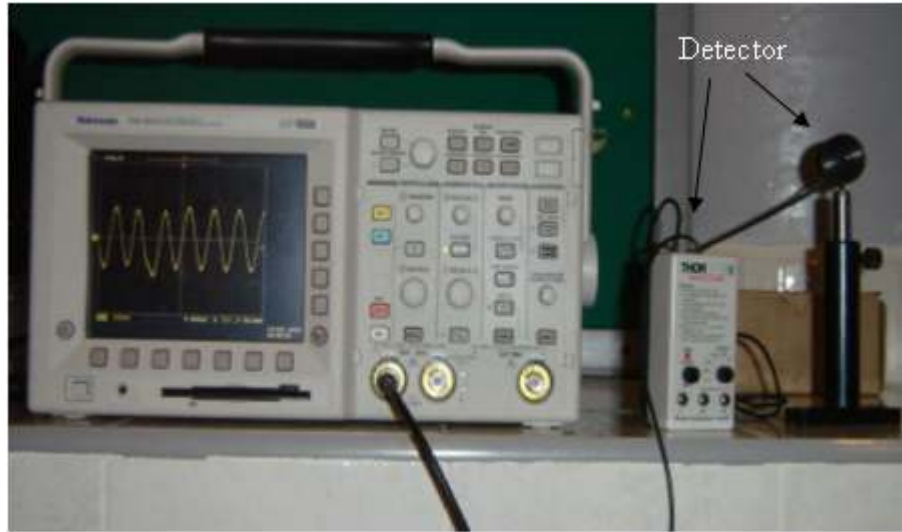


Figura 6.9. Fotodetector Thorlabs conectado a osciloscopio. La cabeza detectora cuenta con un módulo de ajuste de ganancia electrónico.

Modulamos el piezoeléctrico por medio de un generador de funciones electrónico. La señal de entrada fue una señal triangular de frecuencia 100 mHz, voltaje pico a pico de 12V y ciclo de trabajo del 90%. Elegimos esta asimetría para poder distinguir el momento en que el camino se acorta de cuando se alarga. Ajustamos el controlador del piezoeléctrico para que multiplique el voltaje de entrada por un factor de 100. En la figura 6.9 presentamos la señal de alimentación del piezoeléctrico.

La elección de una señal tipo rampa nos permite comprobar la linealidad en la velocidad del piezoeléctrico. Una velocidad constante v_s debe producir una intensidad con perfil senoidal en el detector, con una frecuencia dada por la fórmula 6.2.

$$f_D = 2 \frac{v_s}{\lambda_0}. \quad (6.2)$$

Donde λ_0 es la longitud de onda central del espectro de la fuente. La potencia en función del tiempo que obtuvimos en el detector la mostramos en la figura 6.10. La escala del detector es tal que un volt equivale a 1mW.

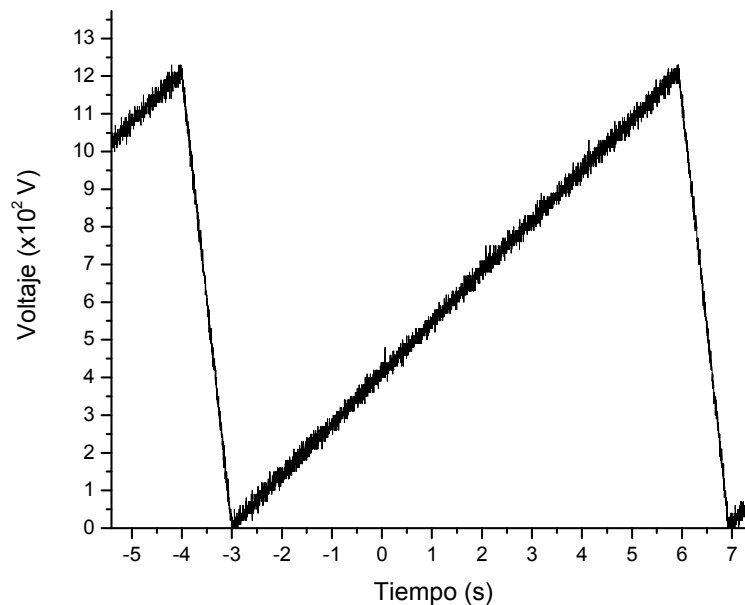


Figura 6.9 Alimentación del piezoeléctrico.

En la figura 6.10 podemos ver que el comportamiento se mantiene bastante senoidal, aunque debido a la inercia (y probablemente también a la coherencia), se aleja del comportamiento esperado en los extremos del desplazamiento. Hay que tener en cuenta que la escala de tiempo no está sincronizada con la de 6.9, y que los tiempos negativos son la convención que usa el osciloscopio.

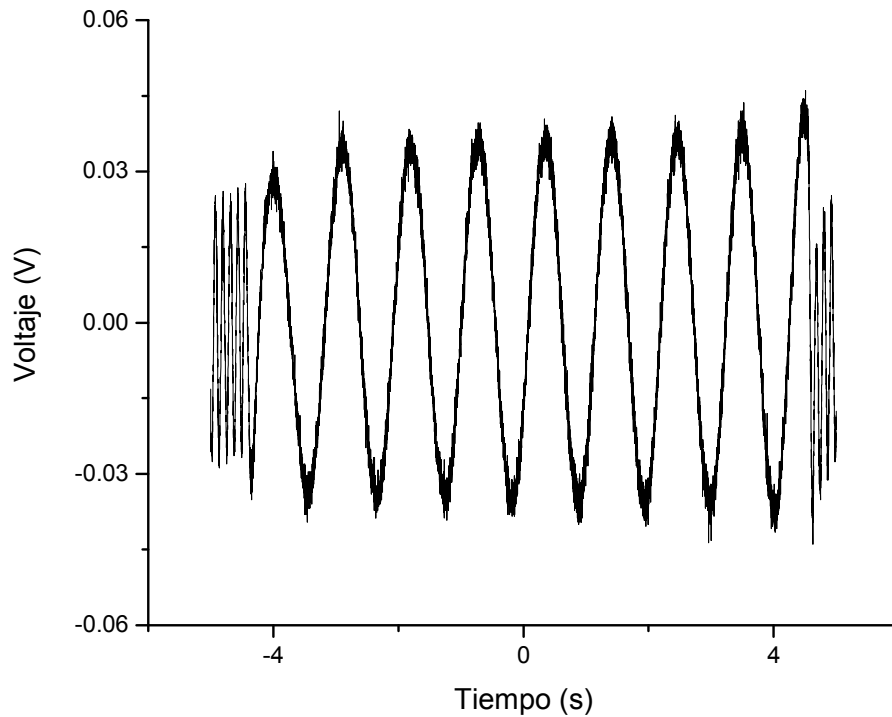


Figura 6.10. Potencia en el detector al desplazar el piezoeléctrico con la señal de la figura 6.9.

El periodo se mantiene relativamente constante, y encontramos que la frecuencia de mezclado es de 939 MHz. Usando la fórmula 6.2, encontramos que la velocidad de desplazamiento del piezoeléctrico es de 300 nm/s. El voltaje de alimentación tiene una pendiente de 133 V/s, por lo que de ahí deducimos que el piezoeléctrico tiene un desplazamiento de 2.26 nm/V. Por lo tanto, el desplazamiento máximo que se logra al alimentar con 1.2k es de 2.71 μm . Aún cuando se usara el voltaje máximo permitido por el controlador, el desplazamiento máximo sería de 4.52 μm , con lo cual alcanzamos a examinar una muestra hasta una profundidad de 9 μm (cuando la muestra tiene un índice de refracción $n=1$). Como puede verse, esta distancia es apenas la longitud de

coherencia de la fuente, por lo que el piezo por si mismo no nos sirve para obtener un perfil de profundidad.

6.2.4 Obtención y registro de franjas

A pesar de que el piezoeléctrico tiene un desplazamiento máximo muy pequeño, es posible utilizarlo para observar los efectos de la coherencia en la potencia en el detector. Una vez caracterizado el piezoeléctrico, procedimos a obtener nuevamente las franjas con el SLD. Capturamos las franjas usando un CCD (figura 6.11).



Figura 6.11 Franjas de interferencia (derecha) producidas por un SLD, capturadas con CCD (izquierda).

El SLD sigue sin colimarse. Las franjas son difíciles de registrar con el CCD, pues la visibilidad es poca (figura 6.7). La fuente contribuye con un offset muy grande, lo cual tiende a saturar el CCD. Capturamos un video de las franjas moviéndose mientras el piezoeléctrico es alimentado con una señal triangular. Debido a incompatibilidades en el formato de grabación y compresión, no fue posible extraer la información de la intensidad en cada píxel. Sin embargo, registramos la intensidad en un píxel usando el

fotodetector. En la figura 6.12 tenemos el perfil encontrado en función del tiempo. 1 volt equivale a $1\mu\text{W}$.

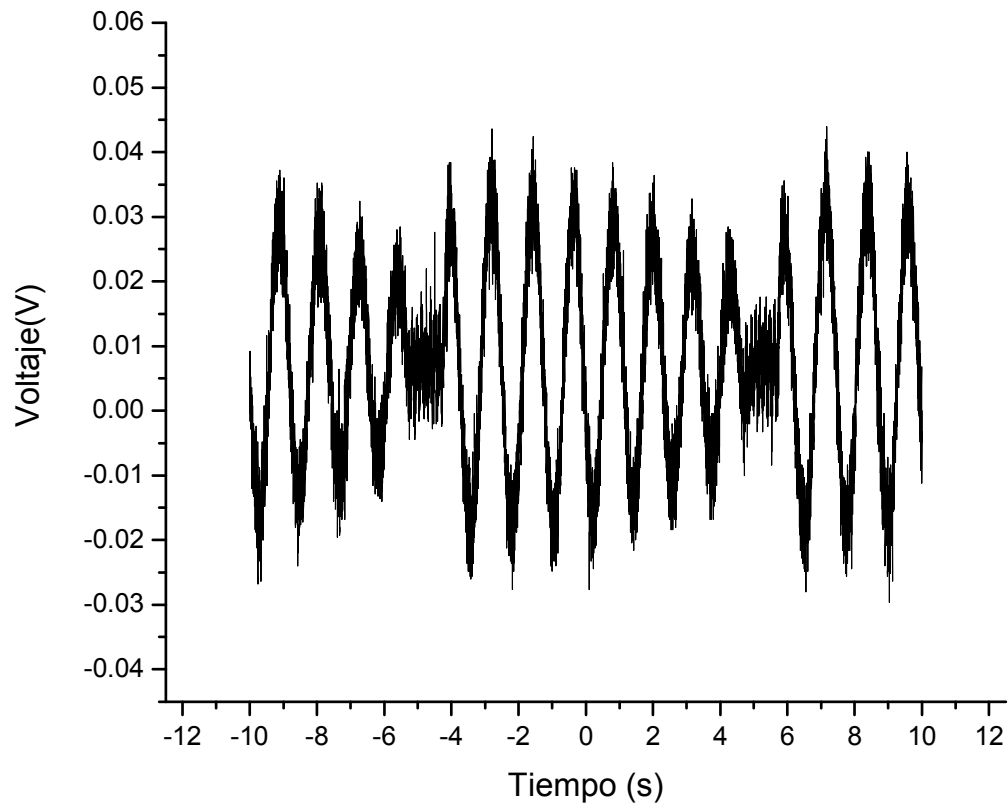


Figura 6.12. Potencia en el detector como función del desplazamiento del piezo alimentado con la señal de la figura 6.9.

En la gráfica observamos que hay una posición en que la visibilidad es máxima (alrededor de -3s). Al moverse de esta posición, la visibilidad disminuye. Sin embargo, debido al poco desplazamiento del piezoeléctrico, la visibilidad no cae a menos del 50%, pues el desplazamiento máximo a partir de la posición central ocurre en $t=4\text{s}$ (a lo que le corresponde una distancia de 2.1nm). Tomamos otro perfil de la imagen pero esta vez

usando una señal triangular con ciclo de trabajo del 50%, lo cual nos permite ver un poco más clara la forma de la envolvente (figura 6.13, 1 volt equivale a $1\mu\text{W}$).

En la figura se puede apreciar más claramente la forma de la envolvente. En alrededor de $t=1\text{s}$ la señal sufre un cambio abrupto debido al cambio de dirección del espejo de referencia, pero estos cambios son menos abruptos que en la señal asimétrica.

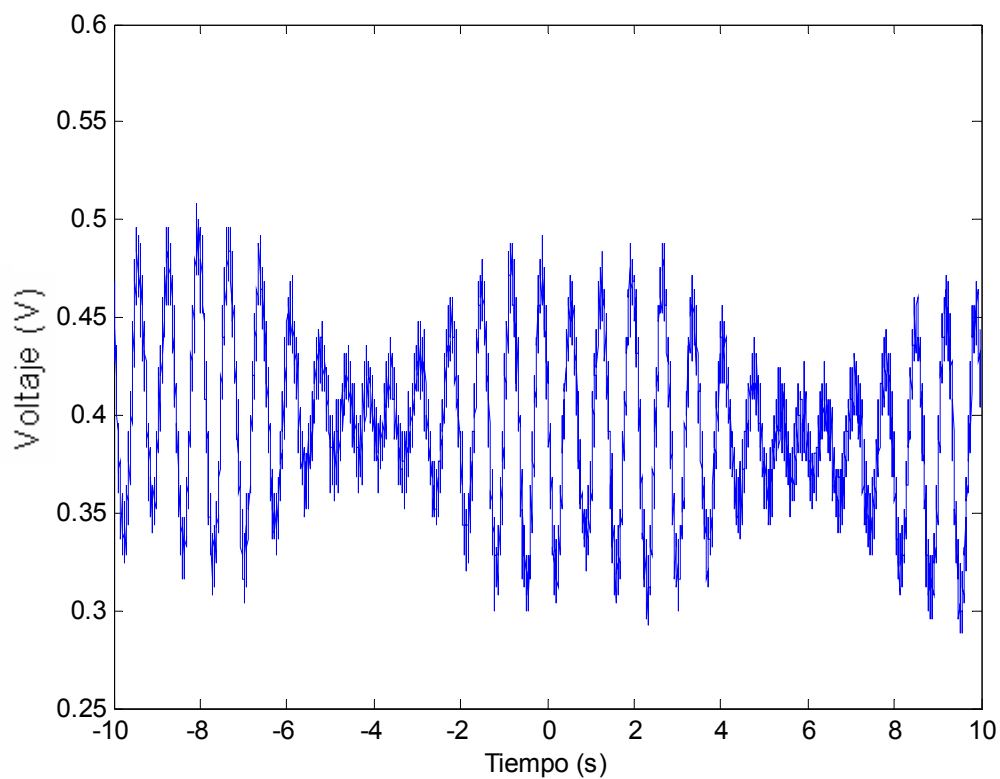


Figura 6.13 Perfil de potencia usando una señal triangular simétrica.

6.2.5 Obtención del perfil de profundidad de un portaobjetos

Debido al pequeño desplazamiento del piezoeléctrico, decidimos obtener el perfil de profundidad de un objeto muy sencillo: un portaobjetos de microscopio. El

procedimiento es sencillo en teoría: se registra la potencia en una posición de la montura del espejo de referencia, se desplaza la montura, y se vuelve a registrar la intensidad, repitiendo hasta obtener el desplazamiento deseado. En la práctica, este procedimiento resulta poco factible, pues para recorrer toda la distancia necesaria se requieren más de 100 muestras. Además, la resolución de la montura de desplazamiento es de $10\ \mu\text{m}$ (mayor que la longitud de coherencia), lo cual puede llevar a problemas de submuestreo.

Lo que hicimos en realidad fue montar la muestra sobre el espejo de referencia (figura 6.14), y desplazar la montura hasta encontrar franjas, registrando la posición a la cual se encontraron. Debido a la dificultad para observar las franjas con el CCD, decidimos encontrar las franjas por medio de la vista.

Tras explorar una distancia de un centímetro y medio, sólo fue posible encontrar franjas en una posición, la correspondiente a la superficie del espejo, pues la superficie del portaobjetos presenta una reflexión tan baja que nos fue imposible encontrar la posición de las franjas que produce.

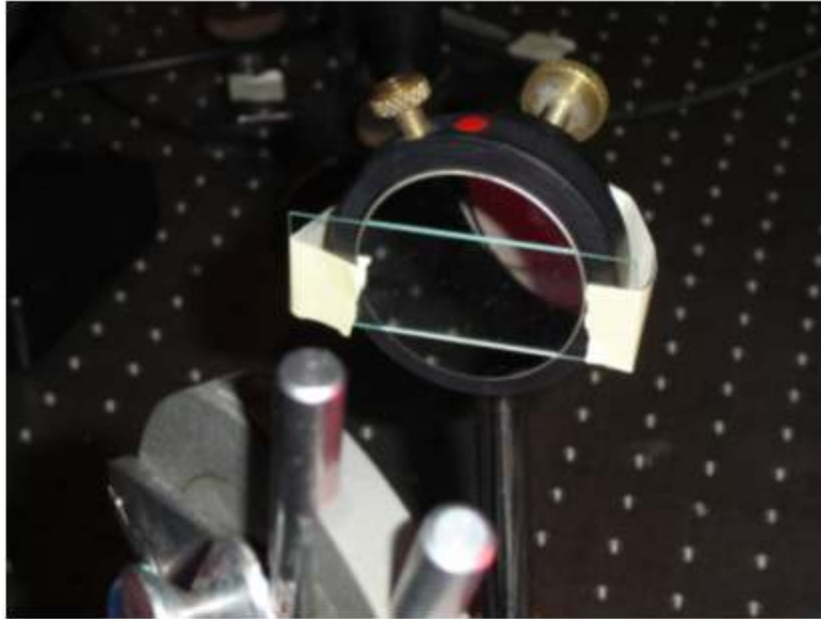


Figura 6.14. Portaobjetos montado en un espejo de referencia.

Siguiendo el procedimiento descrito, encontramos franjas en la posición 13.65mm de la montura (posición a la que llamaremos z_1). Antes de poner la muestra, las franjas estaban en 13.16mm (posición a la que llamaremos z_0 , la posición de visibilidad máxima). Recordemos que las franjas son visibles por 40 micrómetros, por lo que z_1 y z_0 son la posición media. Podemos deducir de esto que el portaobjetos debe tener un grosor dado por la expresión 6.3.

$$g = \frac{z_1 - z_0}{n - 1} \quad (6.3)$$

Donde n es el índice de refracción del portaobjetos. Tomando n como 1.52, encontramos que el grosor del portaobjetos debe ser de 942 micras (con una incertidumbre de 19 micras). El grosor del portaobjetos medido con un vernier fue de 1000 micras, con una incertidumbre de 50 micras.

6.3 Sistema de cambio de camino óptico usando un reflector multipasos

Para aumentar el cambio de camino óptico, implementamos el arreglo de la figura 6.15 en el brazo de referencia del interferómetro (este arreglo está descrito con más detalle en el capítulo 5). El espejo montado en piezo está a su vez en una montura con desplazamiento. Aunque esto puede utilizarse para ajustar la distancia entre M1 y M2 y así el número de reflexiones, también puede causar desalineación, por lo que este desplazamiento no se utilizará. El número de reflexiones en M1 es función de la distancia entre M1 y M2. En este caso se tuvieron 3 reflexiones. El ángulo se buscó de 45° por simplicidad. La velocidad de exploración efectiva es multiplicada por el factor $2m/\cos\theta$, donde m es el número de reflexiones y θ es el ángulo entre el haz y los espejos. Con el arreglo armado, se espera que el desplazamiento máximo alcanzado sea de 16.3 micrómetros.

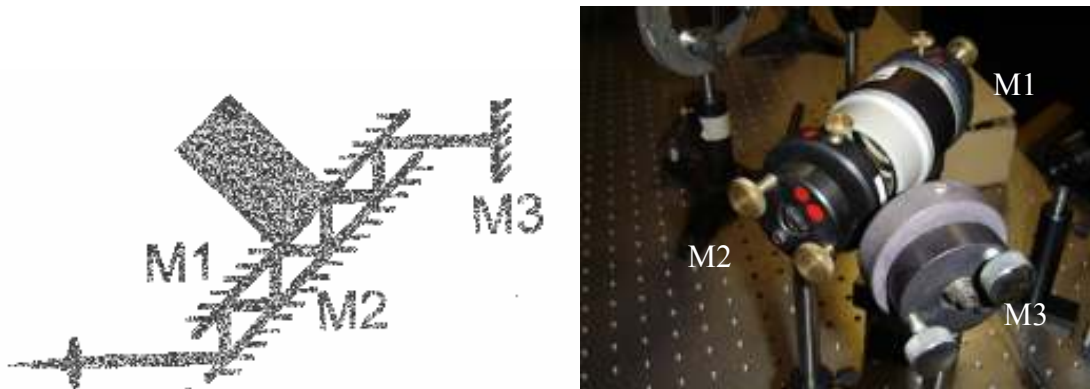


Figura 6.15. Retroreflector multipaso con traslado, diagrama (izquierda) e implementación (derecha).

Alineamos con el láser y encontramos las franjas de interferencia. Sin embargo, al parecer los movimientos externos al arreglo (pisadas, movimiento en el laboratorio) afectan más al sistema implementado de esta forma.

La potencia a la salida del interferómetro se detectó con el thorlabs usado para los otros experimentos. El perfil de potencia inicialmente estuvo oscilando por un tiempo sin que el piezoeléctrico estuviera prendido, pero eventualmente se detuvo. El perfil de esta oscilación era aparentemente aleatorio y de baja frecuencia, por lo que se sospecha que era provocado por vibraciones externas al sistema.

Nuevamente se alimentó el piezoeléctrico con una señal triangular simétrica. Debido a que el tiempo de integración del detector no nos permitía observar claramente las oscilaciones de la potencia de salida, disminuimos la frecuencia a 10mHz. En la figura 6.16 mostramos la intensidad en el detector. Podemos apreciar claramente la forma de la envolvente. Por medio de la expresión 6.2 encontramos que la velocidad equivalente de desplazamiento del piezoeléctrico es de 170nm/s (la frecuencia es de 537mHz). La pendiente es ahora de 24 V/s, por lo que en este caso el camino óptico cambia 7nm/V, para un total de 8.25 μm , con lo que se puede explorar hasta una profundidad de 16.5 μm (en una muestra con $n=1$).

Debemos resaltar que la fuente que usamos en este caso fue un láser, el cual tiene una longitud de coherencia de alrededor de 30 cm. El cambio de visibilidad mostrado en la figura 6.16 no muestra toda la envolvente. Sin embargo, decrece rápidamente por que la diferencia de camino óptico quedó de tal forma que la pendiente de la envolvente era mayor que en experimentos anteriores.

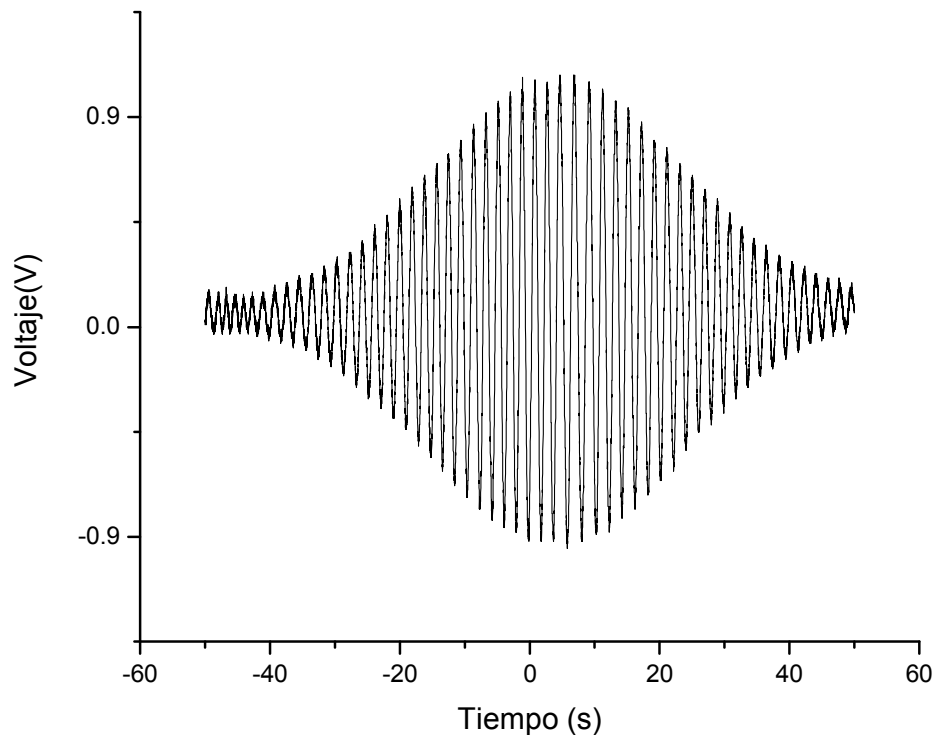


Figura 6.16. Potencia en el detector al cambiar la diferencia de camino óptico $16.5 \mu\text{m}$.

6.4 Registro de franjas a campo completo

Para probar el concepto de la captura de franjas de interferencia a campo completo, montamos el arreglo de lentes milimétricas en el brazo de referencia. El arreglo de lentes se colocó en lugar de la lente L de la figura 6.1. En la figura 6.17 podemos ver el arreglo montado. Como muestra usamos un espejo convencional por simplicidad.

En la figura 6.18 mostramos las franjas de interferencia capturadas de esta forma. Como es de esperarse, tenemos 9 regiones de alta intensidad. Podemos notar que los órdenes de difracción de las lentes crean distorsiones en la imagen. Las diferencias entre las 9 regiones se deben predominantemente a una limpieza imperfecta del haz.



Figura 6.17. Arreglo de lentes colocado en un brazo del interferómetro.

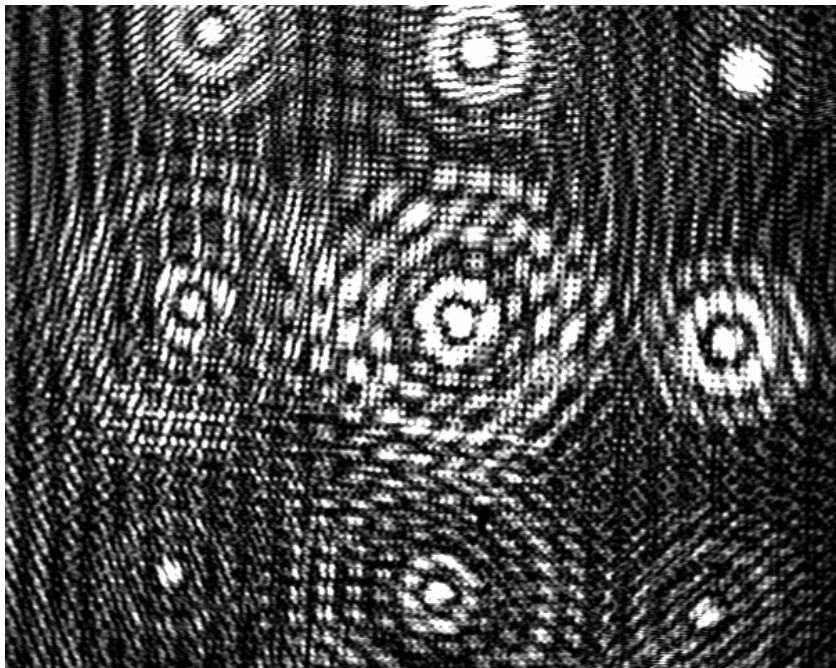


Figura 6.18. Franjas de interferencia captadas usando el arreglo de la figura 6.17.

El *número f* de las lentes utilizadas nos permite una resolución lateral de $1.6\mu\text{m}$. A pesar de los órdenes de difracción, podemos distinguir claramente las franjas de interferencia producidas por cada una de las 9 regiones iluminadas. También podemos apreciar algunos “ecos” producidos por las reflexiones múltiples en el divisor de haz. Pudimos registrar el movimiento de las franjas usando una utilería para grabar video, pero la tasa de muestreo del video no es la suficiente para poder extraer información útil.

6.5 Pruebas con una muestra esparciva

Para probar las ventajas de los arreglos de lentes, armamos un experimento en que sustituimos el espejo de referencia por una muestra esparciva. El tejido usado para estos experimentos fue una capa de cebolla. Este tipo de muestra fue elegida por tener una estructura sencilla, de tamaños mayores a la longitud de coherencia (entre decenas y centenas de micras) y por presentar poca absorción en el rojo. Esta última característica es deseable para poder seguir usando el mismo diodo superluminescente. En la figura 6.19 podemos apreciar la muestra montada en el interferómetro.

El brazo de referencia teníamos el reflector multipasos descrito en la sección 6.3. Por motivos prácticos, la distancia entre M1 y M2 se ajustó para que hubiera 2 reflexiones. En esta ocasión, el espejo M3 está en una montura con desplazamiento milimétrico (para fines de ajuste de camino óptico). El siguiente paso fue ajustar el camino óptico para que la luz reflejada de la superficie de la muestra viajara la misma distancia que la luz del brazo de referencia. El arreglo se muestra en la figura 6.20.



Figura 6.19. Muestra esparciva montada en lugar del espejo muestra.

Con la montura de desplazamiento milimétrico desplazamos M3 hasta ajustar el camino óptico. No logramos encontrar franjas a simple vista ni con ayuda de la cámara CCD en la posición de D. Desplazamos unos cuantos micrómetros en ambas direcciones y no encontramos nada. A continuación, activamos el piezoeléctrico (modulado con una triangular simétrica de frecuencia 100 mHz, y variando de 0 a 1.2kV). Sustituimos el CCD por el detector puntual. La señal resultante consistió en ruido aleatorio sin ningún rastro de la senoidal esperada. Usamos un filtro de densidad neutral para disminuir la intensidad del haz de referencia y así aumentar el contraste, pero aún así no se apreciaba señal (figura 6.21).

A continuación, colocamos el arreglo de lentes (figura 5.16) en el brazo de muestra. Su distancia con la muestra se ajustó de forma que el haz se enfocara en la muestra. Las lentes tienen una distancia focal de 6 mm y un *número f* de 2, por lo que la resolución lateral según la ecuación 4.15 es de 1.62 micrómetros.

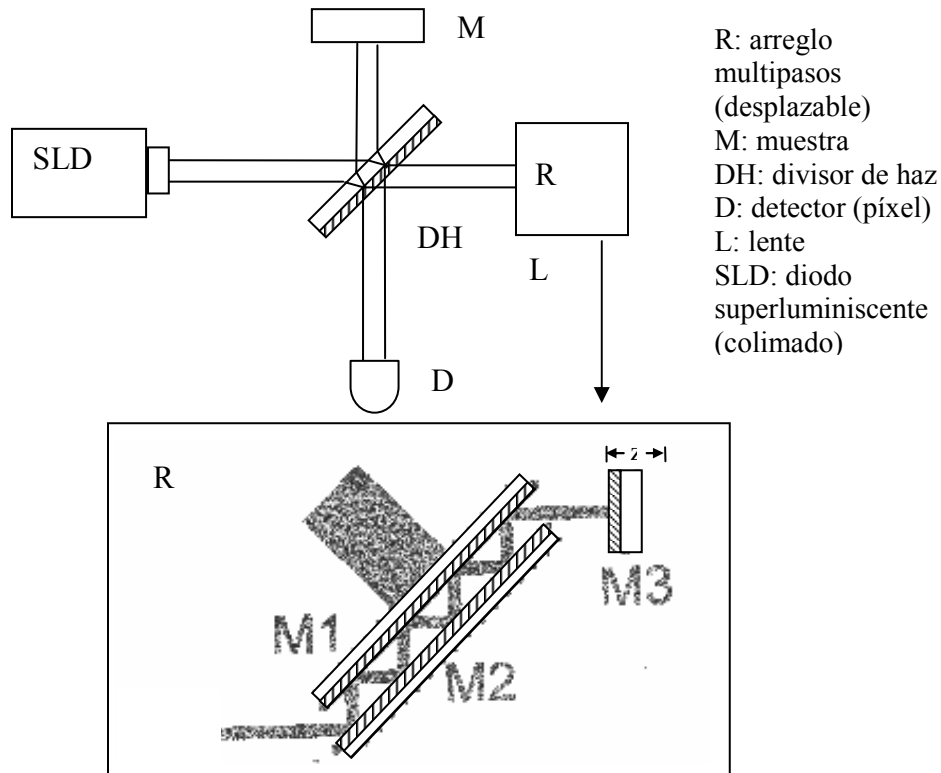


Figura 6.20. Arreglo con reflector multipasos y muestra esparciva.

La señal encontrada en el detector puntual la mostramos en la figura 6.22. Al principio la descartamos como ruido, pero una observación cuidadosa reveló cierta periodicidad en los picos que era menos obvia en el caso anterior.

La transformada de Fourier de la señal de la figura 6.22 nos mostró claramente la componente periódica que se esperaba por la velocidad de desplazamiento del piezoeléctrico (figura 6.23).

Como comparación, mostramos en 6.24 el espectro de la señal que parecía ser ruido. La frecuencia esperada se alcanza a detectar, pero mucho más escondida en ruido que en 6.23.

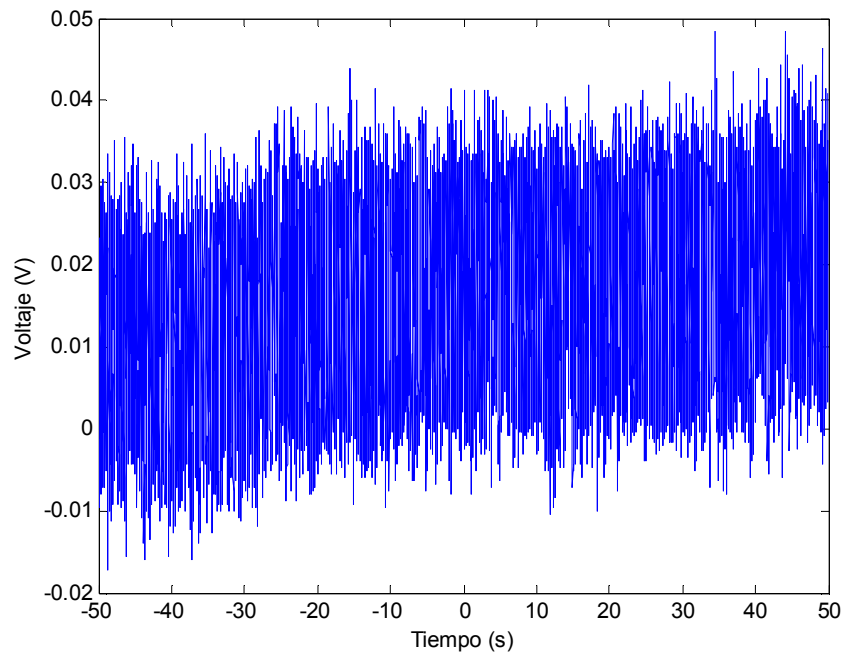


Figura 6.21. Señal obtenida al iluminar la capa de cebolla sin lentes.

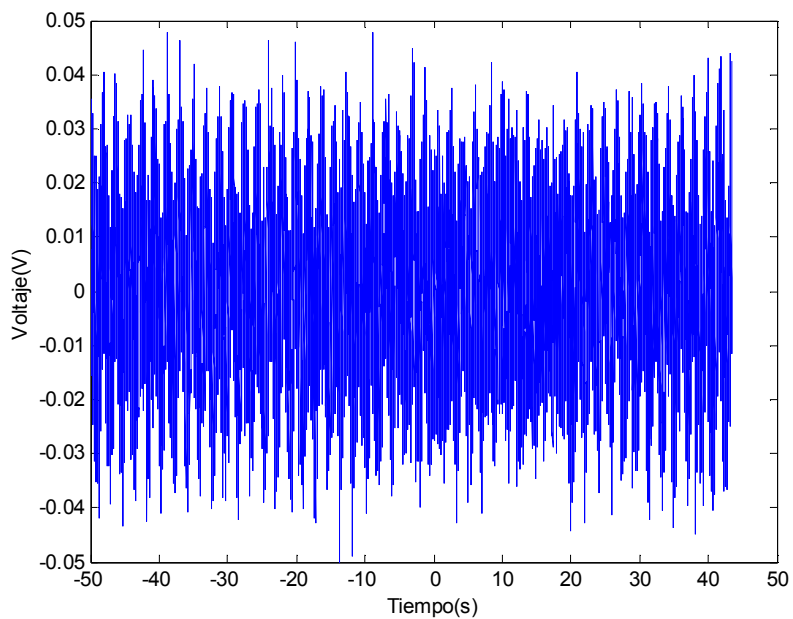


Figura 6.22. Señal obtenida en el detector puntual con el piezoeléctrico modulado y usando lentes para enfocar la luz.

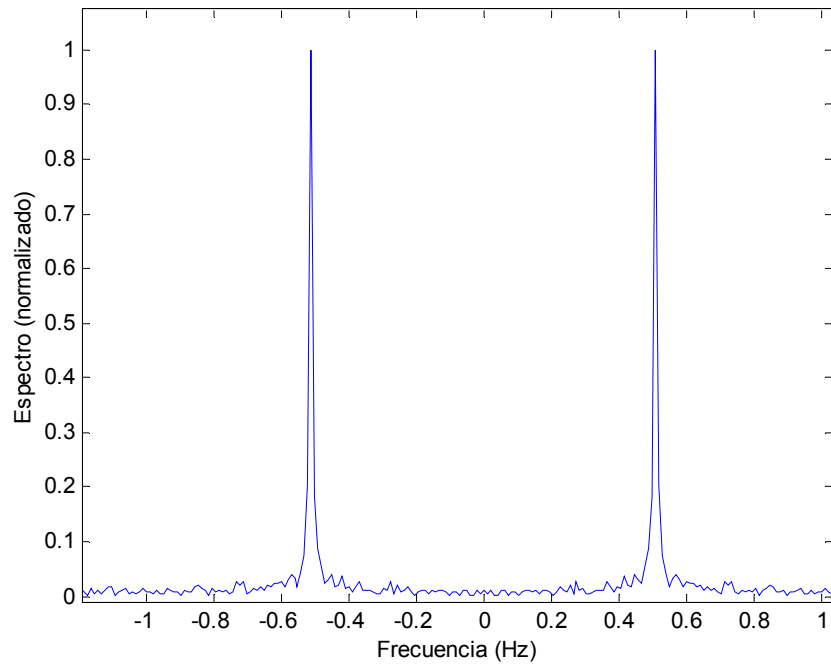


Figura 6.23. Transformada de Fourier de la figura 6.22.

Finalmente, desplazamos el espejo M3 en pasos de 10 micrómetros (la resolución de la montura de desplazamiento). Esto con el fin de explorar el interior de la muestra. A cada paso que se daba, registrábamos la señal y encontrábamos su transformada de Fourier. Después de desplazar 80 micrómetros encontramos la señal de la figura 6.25, cuya transformada mostramos en 6.26.

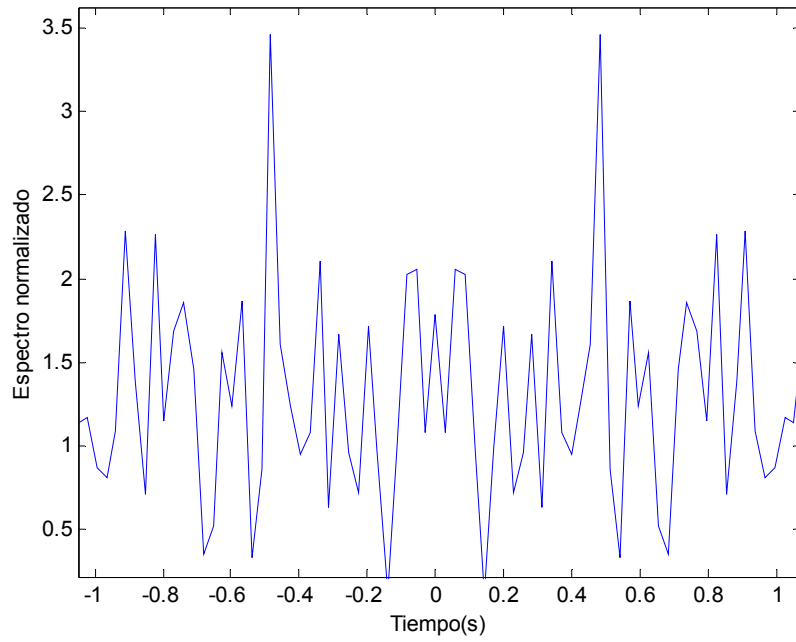


Figura 6.24. Espectro de la señal de la figura 6.21.

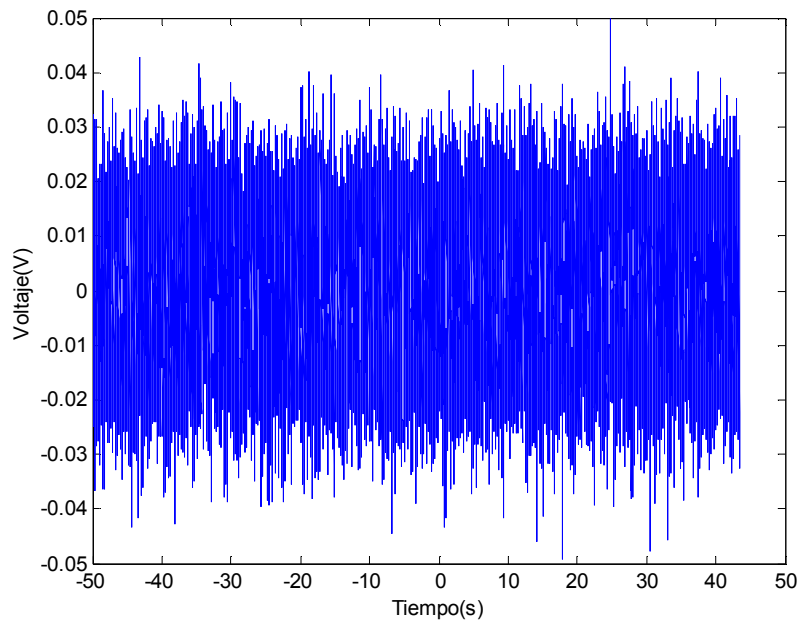


Figura 6.25. Señal encontrada a 80 micrómetros de la superficie.

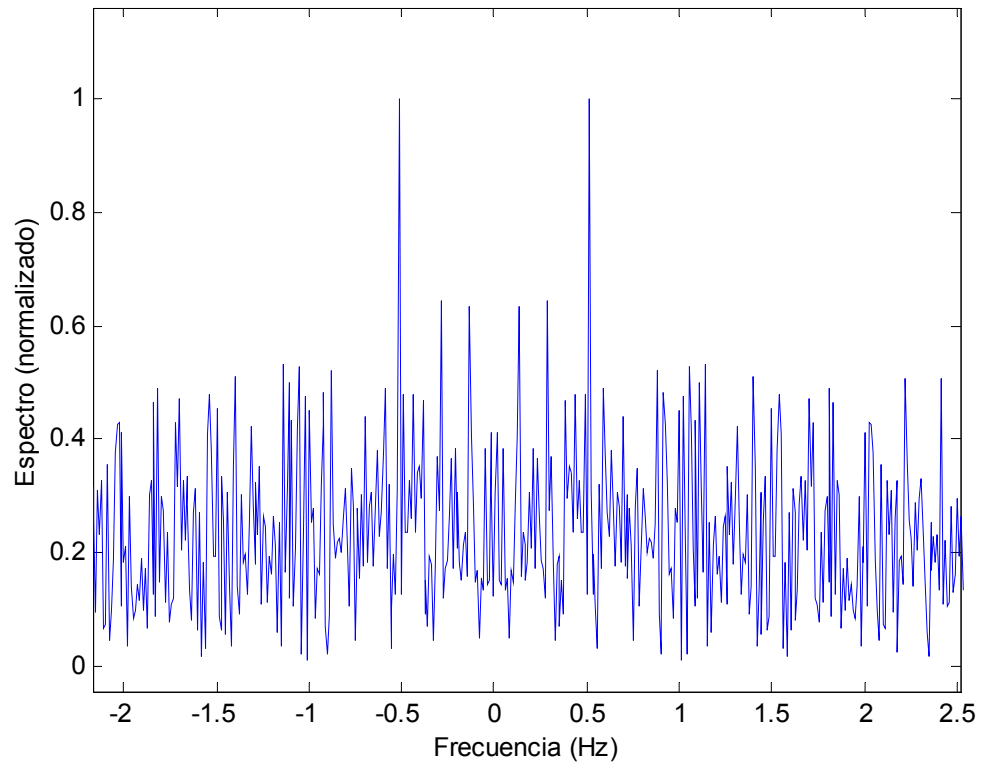


Figura 6.26. Transformada de Fourier de 6.25.

La figura 6.26 nos sugiere que existe otra superficie reflectora dentro de la muestra a una profundidad de $80\mu m/n$ (donde n es el índice de refracción promedio de la cebolla). Esta distancia concuerda con el tamaño esperado de una célula de cebolla (aproximadamente 60 micrómetros).

CONCLUSIONES

A lo largo de esta tesis estudiamos diversos aspectos prácticos relacionados con la forma de implementar un sistema de tomografía óptica coherente (OCT). Por medio de este estudio determinamos la longitud de trabajo óptima para un sistema de este tipo, además de los efectos de diversos tipos de componentes en el desempeño del sistema.

Haciendo uso de la información sobre el tema, fuimos capaces de desarrollar en el capítulo 4 un modelo matemático sencillo del funcionamiento de OCT. En este modelo asumimos que la muestra consistía de varias capas paralelas de diferentes grosores y con diferentes reflectancias. El modelo nos permitió predecir un ensanchamiento adicional de la función de ensanchamiento de pulso provocado por la respuesta espectral del interferómetro. Modelando el esparcimiento como una distribución aleatoria, encontramos que sus efectos se pueden minimizar al disminuir la coherencia de la fuente. Este modelo además nos permitió crear una simulación para poder recrear la potencia en el detector de un sistema práctico. Por medio de esta simulación obtuvimos el perfil del caso más sencillo (el de una muestra consistente en dos interfaces paralelas), y apreciamos las distorsiones en la imagen producidas por diversos aspectos como la longitud de coherencia, el esparcimiento y la pérdida de intensidad en función de la profundidad.

Por medio de nuestros experimentos fuimos capaces de encontrar el grosor de una muestra simple (un portaobjetos). El grosor obtenido coincide (dentro de la incertidumbre) con las mediciones de grosor usando un portaobjetos. Aunque pudimos obtener el perfil de esta muestra, fue de manera indirecta, pues no fue posible encontrar

la reflexión debida a la interfaz aire-portaobjetos. Antes de poder proceder a obtener el perfil de profundidad de muestras esparcivas va a ser necesario mejorar la sensibilidad de nuestro sistema. Una de las alternativas posibles es con el uso de amplificadores *lock-in*.

Implementamos exitosamente un sistema multipasos para el cambio de camino óptico. Por medio de este sistema incrementamos a casi el doble el cambio de camino óptico entre los brazos. Mientras que este desplazamiento sigue estando limitado para fines prácticos, es posible refinar el arreglo para incrementar aún más el desplazamiento máximo.

El arreglo de lentes milimétricas propuesto nos permitió obtener la interferencia en 9 regiones de la muestra simultaneamente. En el caso ideal, esto significa que podemos registrar 3 imágenes tomográficas simultaneas (con resolución aproximada de $1.6\mu\text{m}$ lateral y $10\mu\text{m}$ axial) tomando 3 scans de profundidad de la muestra a la vez. Además de la ventaja de resolución lateral respecto a un sistema sin lentes, los arreglos mejoran apreciablemente la relación señal ruido.