



Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas
“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

“Simulación Numérica de un Sistema de Tomografía de Coherencia Óptica de Dominio Temporal”

TESIS

Que para obtener el grado de:

**LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO
MATEMÁTICAS**

PRESENTA:

Oscar Javier Arellano González

Asesor:

Dra. Yenisey del Rocío Ponce de León Villanueva

Coasesor:

Dr. Mauricio Ortiz Gutiérrez

Morelia, Michoacán

Agosto del 2021



A la memoria de mis seres queridos, mis abuelos: Porfirio y María del Refugio, Gloria y Sergio, y a la de mis tíos: Gonzalo y Ernesto.

Sé que estarían felices y orgullosos por este gran logro en mi vida.

(Q. E. P. D.)

Agradecimientos

Agradezco con todo mi corazón a mis padres: Jacqueline y Javier, por su amor, esfuerzo, dedicación y la educación que me han brindado a mí y a mis hermanos: Pablo, Alex y Marco, a quienes también les agradezco por su compañía, ánimos y todo su apoyo incondicional. Me siento muy afortunado y agradezco inconmensurablemente a Dios y la vida por permitirme tenerlos a mi lado.

A mis asesores, la Dra. Yenisey y el Dr. Mauricio, les agradezco por todo su tiempo, apoyo, paciencia, confianza y dedicación que me han brindado amablemente, desde que los conozco, durante el desarrollo de esta tesis y hasta el día de hoy. Gracias también por su amistad y por compartirme un poco de su gran experiencia.

A mi tía Marce V. y tío Carlos V., por apoyarme incondicionalmente y creer en mí en todo momento, desde el inicio de mis estudios en esta carrera, hasta el día de hoy.

A mis amigos ópticos: Rodo y Cira por acompañarme en mis estudios, por su confianza, sus consejos y divertidos momentos. A mis amigos: Genaro, Enoc, Emmanuel, Juan Luis, Eber, Luisei, Juan Antonio y Tony. A mis amigas: Las Daniela's Lara y Medina, Flor, Gris, Elizabeth y Andrea, así como a los demás compañeros que tuve. Al técnico del laboratorio de óptica, L.F.M. Marco Antonio y al M.C. Gonzalo Rafael. Gracias a todos por su valiosa compañía y amistad.

A Aura, gracias por acompañarme y apoyarme durante esta etapa de mi vida.

A mis sinodales por su tiempo y por evaluarme.

En verdad, gracias a Todos.

Con respeto a los miembros del jurado

Dr. Luis Mariano
Hernández Ramírez

Dr. Joaquín
Estevez Delgado

Dra. Mary Carmen
Peña Gomar

M. A. Patricia
Manríquez Zavala

Dr. Mauricio Ortíz
Gutierrez

Resumen

La tomografía de coherencia óptica, OCT por sus siglas en inglés (Optical Coherence Tomography) es una técnica de formación de imágenes transversales de alta resolución (1-15 μm), con buena capacidad de profundidad (hasta 12 mm), no invasiva y sin contacto, lo cual permite analizar la microestructura interna de muestras como materiales o tejidos. La tomografía se basa en un interferómetro de Michelson con una fuente de luz de baja coherencia centrada en la región del infrarrojo cercano. En uno de los brazos del interferómetro se encuentra un espejo móvil, y en el otro brazo, el espejo se sustituye por un objeto muestra. El espejo móvil, al desplazarse una distancia conocida produce un retardo en la trayectoria que viaja la luz. Tal retardo se correlaciona con la luz retrorreflejada o retrodispersada por la muestra. Se puede obtener un perfil de profundidad de la muestra, conocido como A-scan o escaneo axial, graficando la distancia de escaneo (desplazamiento del espejo móvil) contra la intensidad de la señal. Mediante un escaneo lateral o B-scan se produce un conjunto de datos bidimensionales que representan la retrodispersión óptica en un plano de sección transversal de la muestra y realizando un escaneo longitudinal o C-scan es posible obtener varias imágenes transversales que proporcionan información tridimensional de la muestra. Las características únicas de esta tecnología permiten una amplia gama de aplicaciones tanto clínicas como de investigación. Actualmente existen diferentes tipos de OCT, dependiendo de la tecnología y el sistema que utilizan para adquirir la información de la muestra y crear su imagen tridimensional, diferenciándose entre éstos los de dominio temporal (TD-OCT), los de dominio espectral (SD-OCT) y los de fuente de barrido (SS-OCT). Este trabajo de tesis se pretende explicar el principio de operación y funcionamiento de un OCT de dominio temporal mediante simulaciones numéricas. Se creó una interfaz gráfica de usuario que permite introducir los valores de los parámetros involucrados en la teoría de OCT y muestra las imágenes de escaneo axial, lateral y longitudinal, obtenidas de aplicar esta técnica a superficies hipotéticas.

Palabras clave: OCT, interferómetro de Michelson, interferómetro de Twyman-Green, interfaz gráfica, imágenes tomográficas.

Abstract

Optical Coherence Tomography (OCT) is a cross-sectional imaging technique of high resolution (1-15 μm), with a good depth capacity (up to 12 mm), non-invasive and without contact, which allows analyzing the internal microstructure of samples such as materials or tissues. The OCT technique is based on a Michelson interferometer with a low coherence light source centered in the near infrared region. In one of the arms of the interferometer, there is a moving mirror, and in the other arm, the mirror is replaced by a sample object. The moving mirror, when moves a known distance, produces a delay in the path that the light travels. Such a delay is correlated with light that is back-reflected or backscattered by the sample. A depth profile of the sample, known as an A-scan or axial scan, can be obtained by plotting the scanning distance (moving mirror displacement) against the signal intensity. As a result of a lateral scan or B-scan, a set of two-dimensional data is produced that represents the optical backscatter in a cross-sectional plane of the sample; and, by performing a longitudinal scan or C-scan it is possible to obtain several cross-sectional images that provide three-dimensional information of the sample. The unique characteristics of this technology allow a wide range of both clinical and research applications. Currently, there are different types of OCT systems, depending on the technology and the system used to acquire the information of the sample and create its three-dimensional image, differentiating between these, the time domain (TD-OCT), the spectral domain (SD-OCT), and the swept source (SS-OCT) systems. This thesis work is intended to explain the working principle of a time domain OCT through numerical simulations. A graphical user interface was created that allows entering the values of the parameters involved in the OCT theory and shows the axial, lateral, and longitudinal scanning images, obtained by applying this technique to hypothetical surfaces.

Keywords: OCT, Michelson interferometer, Twyman-Green interferometer, graphical interface, tomographic images.

Índice general

Capítulo 1 - Introducción	1
1.1 Objetivos	5
1.1.1 Objetivo general.....	5
1.1.2 Objetivos específicos	5
1.2 Estructura de la tesis.....	5
Capítulo 2 - Interferencia	6
2.1 Introducción	6
2.2 Condiciones para la interferencia.....	9
2.2.1 Polarización.....	10
2.2.2 Coherencia	10
2.3 Interferencia de dos haces de luz.....	11
2.4 Tipos de interferómetros	12
2.4.1 Interferómetros por división de frente de onda.....	12
2.4.2 Interferómetros por división de amplitud	14
2.5 Teoría y elementos del interferómetro de Michelson.....	14
2.5.1 La fuente de luz.....	15
2.5.2 Frente de onda.....	16
2.5.3 Espectro de la fuente de luz	17
2.5.4 Espejos y prismas divisores de haz.....	19
2.6 Interferómetro de Michelson con fuente de luz monocromática.....	20
2.7 Interferómetro de Twyman-Green	21
2.8 Franjas de interferencia	24
2.8.1 Tipo de franjas observadas.....	24
Capítulo 3 - Tomografía de Coherencia Óptica	26
3.1 Principio de funcionamiento de un sistema de Tomografía de Coherencia Óptica	26
3.1.1 Fuente de luz de un sistema OCT	27
3.2 Tomografía de Coherencia Óptica de dominio temporal	30
3.2.1 Con fuente de luz de espectro rectangular	30

3.2.2	Con fuente de luz de espectro gaussiano	31
3.3	Otros tipos de OCT	37
3.3.1	OCT de dominio espectral	37
3.3.2	OCT de fuente de barrido	38
3.4	Resolución de las imágenes en un sistema de OCT	39
3.5	Profundidad de imagen en un sistema de OCT	40
Capítulo 4 - Metodología y resultados	41
4.1	Simulación de un interferómetro de Twyman - Green con tres longitudes de onda	41
4.1.1	Metodología	41
4.1.2	Resultados	43
4.1.3	Interfaz gráfica de usuario	46
4.2	Simulación de un Sistema de Tomografía de Coherencia Óptica de dominio temporal	47
4.2.1	Metodología	47
4.2.2	Resultados	52
4.2.3	Interfaz gráfica de usuario	56
Capítulo 5 - Conclusiones	59
Referencias	61

Capítulo 1

Introducción

La óptica es una rama de la física que se encarga de estudiar el comportamiento y las propiedades de la luz, así como sus orígenes e interacciones con la materia. A nivel mundial, el crecimiento y desarrollo de la óptica ha permitido crear novedosos instrumentos y técnicas con aplicaciones en las actividades cotidianas del ser humano, así como en muchos de los campos de la ciencia, la ingeniería y la medicina. Particularmente en el campo de la medicina, la aplicación de principios, conceptos, métodos y técnicas de la física han contribuido a la prevención, el diagnóstico y tratamiento de enfermedades. La unión de estas dos ciencias constituye una nueva área conocida como física médica. La óptica y las técnicas de formación de imágenes ha desempeñado un papel fundamental en la física médica, la medicina y la práctica clínica, así como en la investigación médica moderna y biológica.

Las nuevas tecnologías y técnicas de imágenes médicas pueden mejorar el diagnóstico y la gestión clínica de muchas enfermedades. Además, las imágenes avanzadas también contribuyen a una mejor comprensión de los orígenes y causas de la enfermedad y, por lo tanto, al desarrollo de nuevos productos farmacéuticos y terapias. Las técnicas no invasivas o mínimamente invasivas de formación de imágenes médicas tales como, la tomografía computarizada de rayos X (TC), la resonancia magnética (MRI), las imágenes de resonancia magnética funcional (fMRI), las imágenes de radioisótopos (tomografía por emisión de posición (PET)), la tomografía computarizada por emisión de fotón único (SPECT) y la tomografía óptica difusa (DOT), han revolucionado la medicina diagnóstica durante las últimas décadas. Estas técnicas permiten una visualización tridimensional; sin embargo, su resolución espacial suele estar limitada a unos pocos milímetros en la práctica clínica estándar. Las técnicas de imágenes ópticas tales como la microscopía convencional, confocal, de fluorescencia, así como de dos fotones o multifotón, permiten obtener imágenes de alta resolución axial y transversal de alrededor de una micra, pero con una profundidad de penetración limitada en tejidos biológicos.

CAPÍTULO 1 - INTRODUCCIÓN

Las ondas sonoras a frecuencias de ultrasonido estándar se transmiten con absorción mínima en tejido biológico y es posible obtener imágenes de estructuras profundas en el cuerpo con una resolución de 0.1 a 1 mm, dependiendo de la frecuencia de la onda de sonido utilizada (3 a 40 MHz). El ultrasonido de alta frecuencia se ha utilizado para aplicaciones clínicas y de investigación como la formación de imágenes intravasculares y se han logrado resoluciones axiales de 15 a 20 μm , con frecuencias de 100 MHz. Sin embargo, estas altas frecuencias son fuertemente atenuadas en tejidos biológicos y las profundidades de las imágenes se limitan a unos pocos milímetros [1].

La profundidad de la imagen en los tejidos biológicos se ve limitada debido a que la señal se degrada significativamente a causa de la luz dispersada. En la mayoría de los tejidos biológicos, la formación de imágenes se puede realizar a profundidades de unos pocos cientos de micras. Una modalidad que permite obtener imágenes tridimensionales, no invasivas o mínimamente invasivas, con resolución casi celular, podría mejorar significativamente el diagnóstico temprano, contribuir a una mejor comprensión de la patogenia de la enfermedad, así como permitir una mejor vigilancia de la progresión de la enfermedad y su respuesta a la terapia.

La tomografía de coherencia óptica, OCT por sus siglas en inglés (Optical Coherence Tomography), es una técnica de formación de imágenes transversales o tomográficas, de alta resolución (1-15 μm), siendo más alta que las técnicas como el ultrasonido, con buena capacidad de profundidad (hasta 12mm en aire), mejor que la de técnicas microscópicas, y además es una técnica no invasiva y sin contacto. La OCT usa una fuente de luz de baja coherencia centrada en la región del infrarrojo cercano, siendo capaz de analizar la microestructura interna de muestras que presentan alto espaciamiento, como lo son los tejidos o algunos materiales. Su principio de funcionamiento se basa en medir la magnitud y el tiempo de retardo del haz proveniente de la muestra mediante el uso de un interferómetro de Michelson [2].

Actualmente existen diferentes tipos de OCT, dependiendo de la tecnología y el sistema que utilizan para adquirir la información de la muestra y crear su imagen tridimensional, diferenciándose entre éstos los de dominio temporal (TD-OCT), los de dominio espectral (SD-OCT) y los de fuente de barrido (SS-OCT). El sistema OCT de dominio temporal es el

CAPÍTULO 1 - INTRODUCCIÓN

protagonista de esta tesis, se basa en un interferómetro de Michelson con uno de los espejos móviles, y en el otro brazo del interferómetro, el espejo es sustituido por una muestra. Dado que la distancia a la que se encuentra el espejo de referencia puede conocerse, su desplazamiento en la dirección axial de la muestra permite localizar la distancia a la que se encuentra la estructura de la muestra que ha producido un “eco”, que ha coincidido con el reflejo proveniente del espejo de referencia, de manera que, graficando la distancia de escaneo contra la intensidad de la señal de interferencia se puede obtener un perfil de profundidad de la muestra, que se conoce como A-scan, el registro repetido de múltiples “A-scan” contiguos permiten construir una imagen bidimensional o tomográfica conocida como imagen B-scan, y realizando un escaneo longitudinal es posible obtener un conjunto de varias imágenes tomográficas y construir una imagen tridimensional de la muestra, conocida como imagen C-scan.

Los orígenes y el desarrollo de la OCT se pueden dividir a grandes rasgos en las décadas 1980, 1990 y en el nuevo milenio. En la década de 1980 se tuvo el surgimiento de dos avances importantes, el interés en la interferometría de baja coherencia y el desarrollo de tecnología relevante para las telecomunicaciones. En particular, este último vio la introducción de fuentes de baja coherencia relativamente económicas y la fibra óptica que fueron fundamentales para el desarrollo de OCT. La década de 1990 es posiblemente el período de mayor avance de la OCT con el desarrollo de imágenes tomográficas bidimensionales y su aplicación al diagnóstico de la patología del ojo [3]. En 1991, un grupo del Instituto de Tecnología de Massachusetts (MIT), dirigido por James G. Fujimoto, con mayores contribuciones de Eric Swanson M.S., y David Huang, publicaron en la revista Science el desarrollo de una técnica que les permitió obtener imágenes transversales de la estructura interna en el área de la retina del ojo humano, utilizando una fuente de luz de baja coherencia a la cual llamaron: "Tomografía de Coherencia Óptica" (OCT), nombre que lleva actualmente la tecnología [4]. Ese artículo es considerado como el inicio de la técnica y actualmente cuenta con más de 15, 500 citas.

En 1994, se comenzó a trabajar en el desarrollo de imágenes OCT en tejido no transparente que representa la mayor parte del tejido del cuerpo. El primer escaneo unidimensional aplicado a un tejido biológico, por medio de un sistema OCT en el dominio espectral (SD-OCT), fue presentado en 1995 por Fercher, para medir el espesor de la córnea [5].

CAPÍTULO 1 - INTRODUCCIÓN

Posteriormente, tres años después, Hausler y Lindner mostraron las primeras imágenes tomográficas de la piel, obtenidas por el OCT de radar espectral, que era similar al sistema SD-OCT de Fercher [6]. En ambos sistemas, se utilizaron fuentes de luz con anchos espectrales estrechos y se lograron imágenes transversales de baja resolución [7]. En 1997, Stephen R. Chinn, en colaboración con Swanson y Fujimoto, desarrollaron un sistema OCT de fuente de barrido (SS-OCT), para realizar mediciones rápidas de reflectometría en el dominio de la frecuencia óptica y lograron obtener imágenes tomográficas multidimensionales. Usaron una fuente de luz láser con una capacidad de sintonización de 25 nm en 100 ms. Lograron una imagen de tomografía de coherencia óptica bidimensional de una estructura de sándwich de vidrio delgado como demostración preliminar de las capacidades de resolución y profundidad del sistema [8].

En la tecnología OCT ha habido numerosas innovaciones de considerable interés en el campo de la medicina. Para el año 2015, existían más de 50 empresas de OCT, más de 500 grupos de investigación internacionales involucrados en la OCT; se habían concedido más de 1, 000 patentes; y se habían publicado más de 20, 000 artículos de investigación, con una tendencia de crecimiento de alrededor de 3, 500 cada año, principalmente en el área de la oftalmología, gastroenterología y cardiología [9,10]. Es interesante señalar que, en 30 años de desarrollo de la OCT, su resolución axial ha mejorado más de 10 veces; la velocidad de los escaneos para obtener las imágenes, ha aumentado en más de medio millón de veces; el contraste de la imagen se ha mejorado enormemente y, se han desarrollado muchas extensiones funcionales de la OCT [11].

La Tomografía de Coherencia Óptica se mantiene como un área de investigación activa y abierta, relativamente reciente. En el caso de las simulaciones de los sistemas OCT, en la literatura científica se han publicado artículos de las simulaciones del perfil de profundidad A-scan de los sistemas OCT, con una interfaz gráfica de usuario que permite visualizar y simular la técnica con diferentes valores de sus parámetros; sin embargo, no muestra imágenes tomográficas, ni en tres dimensiones.

1.1 Objetivos

1.1.1 Objetivo general

Simular el principio de operación y funcionamiento de un sistema de tomografía de coherencia óptica de dominio temporal y crear una interfaz gráfica de usuario de la simulación.

1.1.2 Objetivos específicos

1. Comprender los temas de coherencia e interferencia de la luz, así como los elementos y funcionamiento del interferómetro de Michelson.
2. Simular y obtener el patrón de franjas de interferencia debido a la superposición de los campos de intensidad de tres haces de diferente longitud de onda, en un interferómetro de Twyman – Green.
3. Comprender los conceptos y fundamentos teóricos de la tomografía de coherencia óptica.
4. Simular el principio de operación y funcionamiento de un sistema de tomografía de coherencia óptica de dominio temporal.
5. Crear y diseñar una interfaz gráfica de las simulaciones realizadas.

1.2 Estructura de la tesis

En el capítulo dos se detallan los fundamentos físicos y matemáticos del fenómeno de la interferencia de luz, además se describe la teoría y elementos del interferómetro de Michelson. En el capítulo tres se presentan los fundamentos teóricos de la tomografía de coherencia óptica y se describe el principio de funcionamiento de este sistema en el dominio del tiempo. En el capítulo cuatro se describe la metodología seguida para la realización tanto de la simulación como para la creación de la interfaz gráfica de usuario del interferómetro Twyman – Green y del sistema de tomografía de coherencia óptica en el dominio del tiempo. En este capítulo también se presentan los resultados obtenidos. Finalmente, en el capítulo cinco se presentan las conclusiones de la tesis.

Capítulo 2

Interferencia

2.1 Introducción

En 1865 James Clerk Maxwell estableció su teoría electromagnética, en la que en forma maravillosa sintetizó en cuatro ecuaciones, ahora conocidas como ecuaciones de Maxwell, una descripción completa de todos los fenómenos eléctricos y magnéticos, incluyendo la propagación de la luz y la radiación electromagnética. Estas cuatro ecuaciones relacionan entre sí el campo eléctrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ y magnético $\vec{B}(\vec{r}, t)$, y permite calcularlos a partir de las densidades de carga, $\rho(\vec{r}, t)$, y de corriente eléctrica, $\vec{J}(\vec{r}, t)$. Las ecuaciones de Maxwell en su forma diferencial expresadas en el sistema internacional (SI) son:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon_0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

donde $\epsilon_0 = 1/4\pi c$ y $\mu_0 = 4\pi/c$ son la permeabilidad eléctrica y magnética en el vacío, respectivamente. Estas constantes se relacionan directamente con la velocidad de la luz, $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299\,792\,458$ m/s.

En ausencia de cargas y corrientes, a partir del rotacional de las ecuaciones (2.2) y (2.4), las ecuaciones de Maxwell dan lugar a ecuaciones de onda para los campos eléctrico y magnético, respectivamente:

$$\nabla^2 \cdot \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 \cdot \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.6)$$

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

La solución a las ecuaciones (2.5) y (2.6) puede obtenerse por separación de variables, dando lugar a:

$$\vec{E} = \hat{e} E_0 \exp\{i \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)\}, \quad (2.7)$$

$$\vec{B} = \hat{b} B_0 \exp\{i \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)\}, \quad (2.8)$$

donde \hat{e} y \hat{b} son vectores unitarios mutuamente perpendiculares, \vec{k} es el vector de onda que apunta en la dirección de propagación y ω es la frecuencia angular de la onda.

Como la interacción de la luz con la materia se debe fundamentalmente al campo eléctrico, se pensará en la luz como un campo eléctrico \vec{E} sujeto a la ecuación de onda 2.5.

Las propiedades de los números complejos y la fórmula de Euler, proporcionan otra forma conveniente de representar la ecuación 2.7 como:

$$\vec{E} = \hat{e} E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t). \quad (2.9)$$

Cuando la onda está propagándose en un medio homogéneo e isotrópico, a lo largo del eje z , ya sea en la dirección positiva o en la negativa, tiene una perturbación máxima, a la que se le denomina amplitud $A = E_0$, una longitud de onda λ y una velocidad de propagación v determinada por el índice de refracción del medio, como se muestra en la figura 2.1. La magnitud del campo eléctrico se puede representar por:

$$|\vec{E}| = E = A \cos(k \cdot z - \omega t + \phi). \quad (2.10)$$

La fase de la onda para el punto z en el instante t se define como:

$$\theta = kz - \omega t + \phi, \quad (2.11)$$

y donde ϕ es la fase de la onda para $z = 0$ y $t = 0$.

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

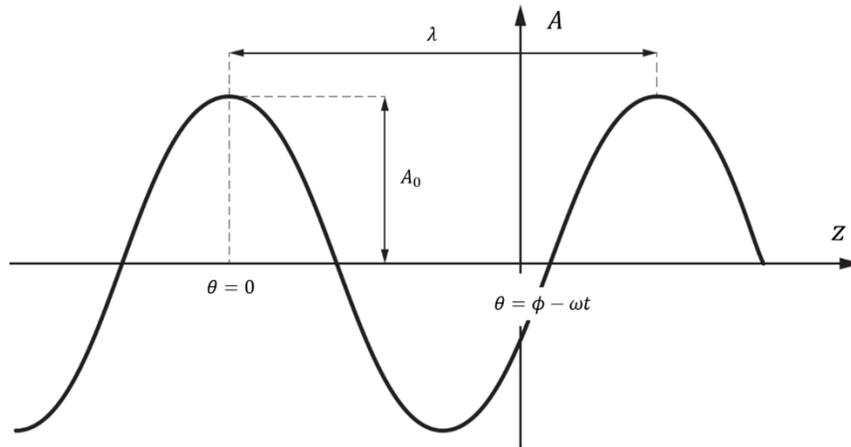


Figura 2.1 Parámetros que definen las características de una onda.

La densidad de energía del campo eléctrico \vec{E} es [12]:

$$u_E = \frac{\epsilon_0}{2} |\vec{E}|^2. \quad (2.12)$$

Similarmente, la energía del campo magnético \vec{B} es:

$$u_B = \frac{1}{2\mu_0} |\vec{B}|^2. \quad (2.13)$$

Se puede derivar la relación $|E| = c|B|$ específicamente para ondas planas, y utilizando $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ se deduce que:

$$u_E = u_B. \quad (2.14)$$

La energía que fluye en el espacio en forma de onda electromagnética es compartida, por igual, por los campos eléctrico y magnético [12]. Debido a que:

$$u = u_E + u_B, \quad (2.15)$$

se tiene:

$$u = \epsilon_0 |\vec{E}|^2. \quad (2.16)$$

El transporte de energía por unidad de tiempo a través de un área unitaria denotado como S (en el sistema SI tendrá unidades W/m^2), está dado por la siguiente expresión:

$$S = uc, \quad (2.17)$$

y haciendo uso de la ecuación 2.16 se obtiene:

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

$$S = \frac{1}{\mu_0} EB. \quad (2.18)$$

En el vacío se tiene que la energía fluye en la dirección en la que se propaga la luz, el vector \vec{S} corresponde entonces a:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}. \quad (2.19)$$

A \vec{S} se le conoce como el vector de Poynting. Como \vec{S} es una función del tiempo que varía extremadamente rápido y su valor es impráctico de medir, se suelen emplear valores promedios. El valor promedio del vector de Poynting, simbolizado por $\langle \vec{S} \rangle$, se conoce como irradiancia, I . Esto es:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} |\vec{E}_0 \times \vec{B}_0|, \quad (2.20)$$

o:

$$I = \langle \vec{S} \rangle = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} E_0^2 = c \epsilon_0 \langle \vec{E}^2 \rangle, \quad (2.21)$$

donde $\langle \vec{E}^2 \rangle$ es el promedio en el tiempo de la magnitud de la intensidad del campo eléctrico al cuadrado o $\langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle$.

Solamente se considerará la irradiancia relativa dentro del mismo medio, por lo que se puede despreciar las constantes, entonces la irradiancia se expresa como:

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle. \quad (2.22)$$

2.2 Condiciones para la interferencia

La interferencia de la luz es un fenómeno que se produce cuando dos o más ondas de luz con la misma frecuencia se superponen en una región en el espacio. Además de tener la misma frecuencia, las ondas que se superponen deben de cumplir con ciertas condiciones, las cuales se describen a continuación.

2.2.1 Polarización

La luz está formada por un campo eléctrico oscilando de forma perpendicular a un campo magnético, ambos campos son perpendiculares a la dirección de propagación. El plano de polarización de la luz o de una onda electromagnética se define como el plano perpendicular al plano de oscilación del vector de campo eléctrico. La interferencia de la luz tiene lugar únicamente si los planos de polarización de las ondas que interfieren coinciden.

2.2.2 Coherencia

Debido a la naturaleza aleatoria de la luz, ésta se puede considerar como una mezcla de ondas oscilando rápida e irregularmente, en direcciones distintas y con fases distintas. Para poder considerar una fuente de luz como coherente, las ondas que la conforman deben de estar en fase unas con otras, es decir, dos ondas serán coherentes cuando las crestas de una estén alineadas con las crestas de la otra, como se muestra en la figura 2.2. Así las ondas electromagnéticas pueden tener coherencia espacial, temporal o ambas.

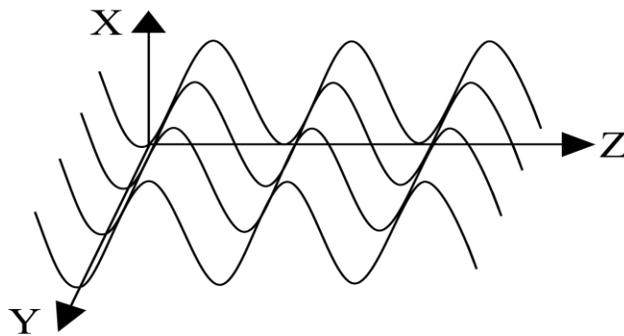


Figura 2.2 Ondas coherentes espacialmente y propagándose a lo largo del eje z.

En cada punto iluminado en el espacio hay un intervalo de tiempo medio en el que una onda o un tren de ondas oscila de manera previsible, manteniendo una correlación constante en fase y amplitud, a este intervalo de tiempo se le conoce como tiempo de coherencia o coherencia temporal y se denota como Δt . La coherencia temporal está directamente relacionada con la monocromaticidad de la onda. Mientras más monocromática sea una fuente luminosa, más grande será su tiempo de coherencia y también más grande su tren de ondas. Si la luz fuera

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

totalmente monocromática, Δt sería infinito. El grado de coherencia temporal de un haz se puede especificar por medio de la longitud de coherencia, la cuál será descrita en la sección 2.5.3.

Cuando las dos fuentes de luz que interfieren están separadas, pero a igual distancia del punto de observación P , el concepto involucrado es el de coherencia espacial o transversal. En este caso la diferencia entre los tiempos de llegada es cero, y se dice que las ondas emitidas por las fuentes son coherentes espacialmente. La coherencia espacial se ve afectada cuando la separación de las fuentes cambia.

La interferencia ocurre cuando dos ondas mutuamente coherentes y con la misma polarización se superponen en algún lugar del espacio. Las ondas son mutuamente coherentes solamente en dos casos posibles:

1. Si tienen su origen en la misma fuente.
2. Si son monocromáticas y tienen la misma frecuencia, (como en el caso de los láseres).

2.3 Interferencia de dos haces de luz

Cuando dos o más ondas de luz se superponen entre sí, el campo resultante, dado por el principio de superposición, es la suma vectorial de los campos asociados con las ondas individuales. Considerando sólo dos ondas linealmente polarizadas \vec{E}_1 y \vec{E}_2 , el cuadrado del campo resultante es:

$$\vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2 \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2. \quad (2.23)$$

Tomando el promedio en ambos lados, la irradiancia queda:

$$I = I_1 + I_2 + 2 I_{12}, \quad (2.24)$$

donde $I_1 = \langle E_1^2 \rangle$ e $I_2 = \langle E_2^2 \rangle$ son las irradiancias de cada haz de manera independiente e $I_{12} = \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$ se conoce como término de interferencia. Si se sigue con la forma vectorial del campo eléctrico, considerando $\Delta\theta$ como la diferencia de fase de las ondas, se tiene:

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

$$I_{12} = E_1^2 \cdot E_2^2 \cos(\Delta\theta). \quad (2.25)$$

Sustituyendo la ecuación 2.25 en la 2.24, la irradiancia final se expresa como:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\Delta\theta). \quad (2.26)$$

Supóngase que dos ondas o haces de luz salen de la misma fuente luminosa para después superponerse en una pantalla, una de las ondas recorre un camino óptico CO_1 y la otra recorre un camino óptico CO_2 . La diferencia de fase $\Delta\theta$ de las ondas al llegar a la pantalla puede expresarse como:

$$\Delta\theta = k \cdot CO_2 - k \cdot CO_1 = k \cdot DCO, \quad (2.27)$$

donde DCO es la diferencia de camino óptico entre los dos haces. Sustituyendo la ecuación (2.27) en la (2.26), la irradiancia en la pantalla quedaría dada por:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(k \cdot DCO). \quad (2.28)$$

Se puede ver que la máxima irradiancia se obtiene para valores de la diferencia de camino óptico dados por $DCO = m\lambda$, donde m es un entero par y la mínima cuando $DCO = n\frac{\lambda}{2}$ donde n es un entero impar.

2.4 Tipos de interferómetros

Es posible generar interferencia de dos haces de luz mediante dispositivos llamados interferómetros, los cuales se clasifican en interferómetros de división de frente de onda y de división de amplitud.

2.4.1 Interferómetros por división de frente de onda

En este tipo de interferómetros los dos haces luminosos que interfieren se obtienen a partir de un mismo frente de onda, ya sea dividiendo lateralmente el frente de onda en dos, sin cambiar su irradiancia, o separando el frente de onda en dos y preservando su extensión lateral, pero como

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

consecuencia de la separación, su irradiancia también se divide en dos. La división del frente de onda se puede lograr por medio de difracción, reflexión o refracción.

El ejemplo clásico de los interferómetros de división de frente de onda es el interferómetro de la doble rendija de Young. Considérese una fuente de luz colocada sobre el eje de simetría de un par de rendijas muy estrechas cómo se muestra en la figura 2.3, cuyo plano de observación está sumamente alejado de las dos rendijas comparado con su distancia de separación d . Las zonas blancas y oscuras que se verían en la pantalla se llaman franjas de interferencia.

Usando la ecuación (2.28) y suponiendo que las dos ondas que interfieren tienen la misma irradiancia, se puede demostrar que la irradiancia resultante sobre la pantalla estaría dada por [10]:

$$I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{k \cdot DCO}{2} \right) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot d \cdot \text{sen} \theta}{\lambda} \right). \quad (2.29)$$

La ecuación 2.29 depende de la geometría del sistema y da la posición de las franjas de interferencia cuando las dos rendijas son infinitamente angostas. Los máximos de las franjas brillantes ocurren cuando el argumento del coseno es igual a cero o a un múltiplo de π . En el caso real las rendijas tienen ancho finito, la posición de las franjas es la misma y su intensidad disminuye hacia las orillas del eje de simetría del interferómetro.

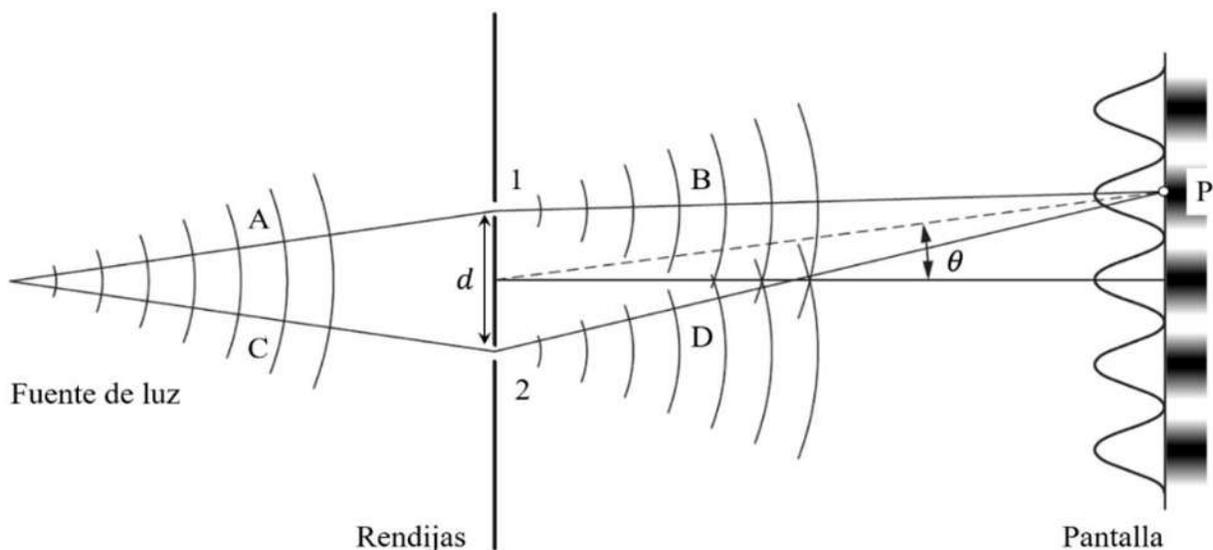


Figura 2.3 Diagrama esquemático de la geometría del interferómetro de Young.

2.4.2 Interferómetros por división de amplitud

Cuando una onda incide en una superficie reflectora, como un espejo o una placa de vidrio, parte de la onda será transmitida, otra parte de la onda será reflejada y una pequeña parte absorbida. Por lo tanto, la amplitud de la onda reflejada y de la transmitida será inferior que la amplitud inicial, en tal caso podemos decir que la amplitud ha sido dividida. Si las dos ondas separadas (la transmitida y la reflejada) pueden recombinarse de alguna manera, en un punto, plano o en un detector, se producirá interferencia si y sólo si, ambas ondas mantienen la coherencia inicial.

El método de división de amplitud consiste en dividir el haz original en dos haces, de igual o diferente amplitud, sin disminuir la extensión del frente de onda. Esta división de la amplitud del haz se efectúa mediante un prisma divisor de haz o un espejo semirreflector.

Existe una variedad de interferómetros de división de amplitud en los que se emplean espejos y divisores de haz. Uno de los más conocidos e históricamente importante, es el interferómetro diseñado por A. A. Michelson (1852-1931) con el objeto de efectuar su bien conocido experimento acerca del éter y la velocidad de la luz. Desde que Michelson presentó su interferómetro, éste ha tenido muchas aplicaciones, por ejemplo, para medir longitudes con gran precisión, y más recientemente en los sistemas de OCT.

2.5 Teoría y elementos del interferómetro de Michelson

En la figura 2.4 se muestra la configuración típica de un interferómetro de Michelson, en donde un haz proveniente de una fuente de luz, incide en el divisor de haz y es dividido en dos ondas, las cuales son reflejadas por los espejos M1 y M2 de regreso hacia el divisor de haz, para recombinarse y finalmente formar un patrón de franjas de interferencia que puede ser registrado por un detector, para posteriormente poder ser analizado. Este interferómetro de división de amplitud es caracterizado por los diferentes parámetros de sus elementos.

2.5.1 La fuente de luz

La fuente de luz puede ser de dos tipos: puntual o extensa. La trayectoria que sigue la luz de un punto a otro se denomina rayo de luz. Cuando la fuente de luz es suficientemente pequeña o se encuentra muy alejada (por ejemplo, las estrellas), todos los rayos de luz parecen salir de un único punto, en este caso, la fuente de luz se denomina puntual. Cuando la superficie de un objeto luminoso se comporta como si constara de un gran número de fuentes puntuales, la luz emitida por la fuente sigue trayectorias radiales en todas las direcciones, en este caso los rayos de luz son líneas rectas que salen de la fuente de luz, en la dirección en la que se propaga la energía, (en la dirección del vector de Poynting). Ya que puede verse que los rayos de luz salen de diferentes puntos de la fuente, se conocen como fuentes de luz extensas o extendidas.

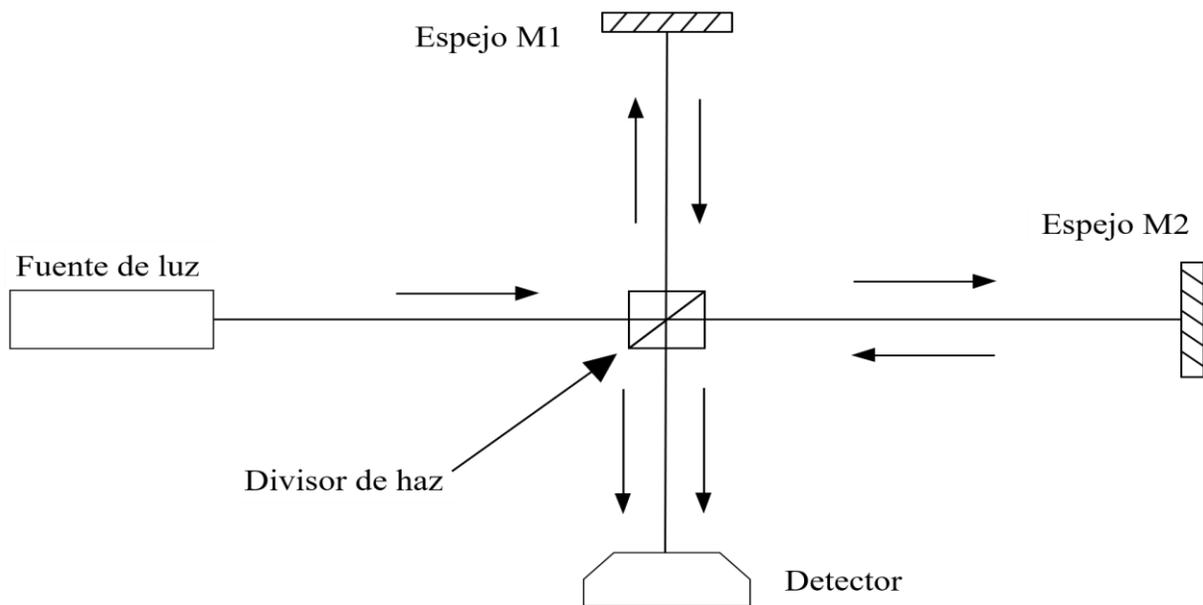


Figura 2.4 Esquema de un interferómetro de división de amplitud.

Se podría intentar aislar un rayo de luz por medio de un diafragma, como se muestra en la figura 2.5 a), pero esto resulta imposible, porque cuando el diafragma es del orden o más pequeño que la longitud de onda, el haz se abre en un cono de luz tanto más divergente cuanto más pequeño sea el diafragma, debido a la difracción. Si los diafragmas y aberturas de lentes o prismas son mucho mayores que la longitud de onda de la luz, los efectos de la difracción son muy pequeños y por lo tanto se puede usar el concepto de rayo luminoso con gran precisión.

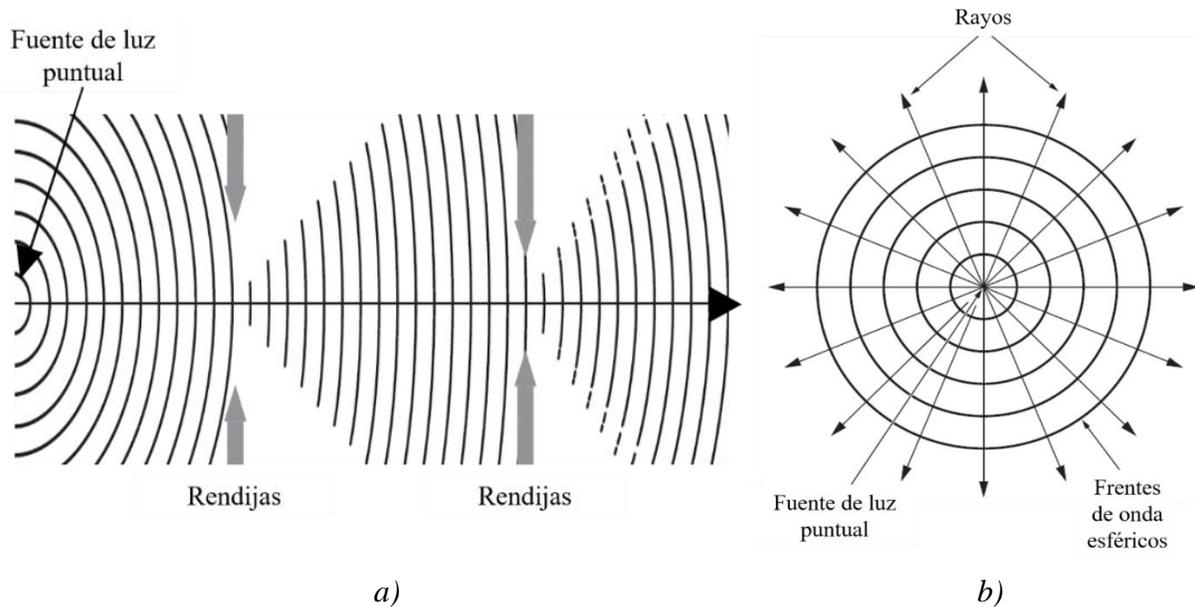


Figura 2.5 a) El fenómeno de la difracción frustrando un intento de aislar un rayo luminoso.
 b) Propagación de una onda emitida por una fuente puntual.

2.5.2 Frente de onda

El concepto de frente de onda se puede definir a partir de la óptica geométrica o a partir de la óptica física. En el primer caso se define mediante el principio de Fermat y en el segundo mediante la fase de la onda; en cualquier caso, el frente de onda es una superficie que se puede representar matemáticamente como una función de tres variables espaciales [14].

Como se muestra en la figura 2.5 b), de la fuente salen infinitos rayos radiales, si se localiza sobre cada rayo un punto cuya distancia con respecto a la fuente sea constante, se pueden unir todos los puntos mediante una superficie. A esta superficie se le denomina frente de onda (en óptica geométrica) y todos los rayos son perpendiculares a ella. En este caso, debido a que los rayos viajan en todas las direcciones a través del espacio que los rodea, los frentes de onda resultan ser esferas concéntricas. A este tipo de frente de onda se le conoce como esférico.

Desde un análisis de óptica física, a una onda electromagnética que viaja en una dirección, se le puede asignar una fase en cada punto en el espacio y en el tiempo. En cualquier instante las superficies que unen todos los puntos en el que las ondas tienen la misma fase, se conocen como frente de ondas [12]. Estas superficies de igual fase forman una familia de planos

como se observa en la figura 2.6 y a este tipo de frente de onda se le conoce como frente de onda plano.

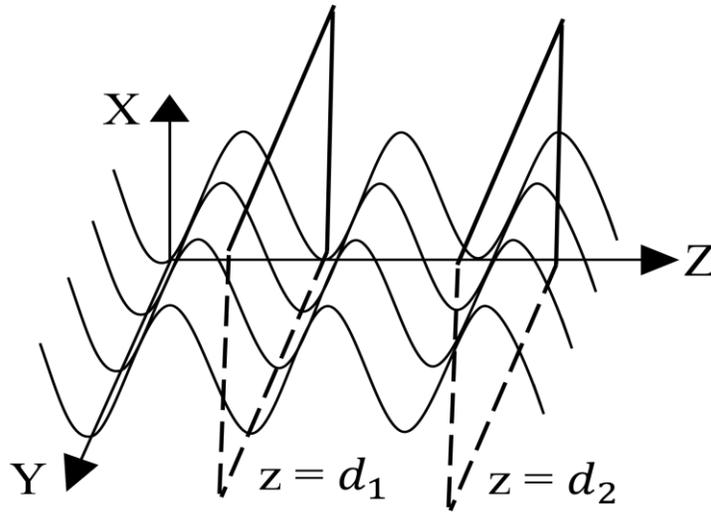


Figura 2.6 Frente de onda plano a lo largo del eje z.

2.5.3 Espectro de la fuente de luz

Cada fuente de luz tiene un modelo espectral de emisión que la representa y que grafica la cantidad fraccional de energía que brinda para cada longitud de onda. Pueden diferenciarse así distintos modelos de espectros: Espectros discretos (o de líneas) y espectros continuos.

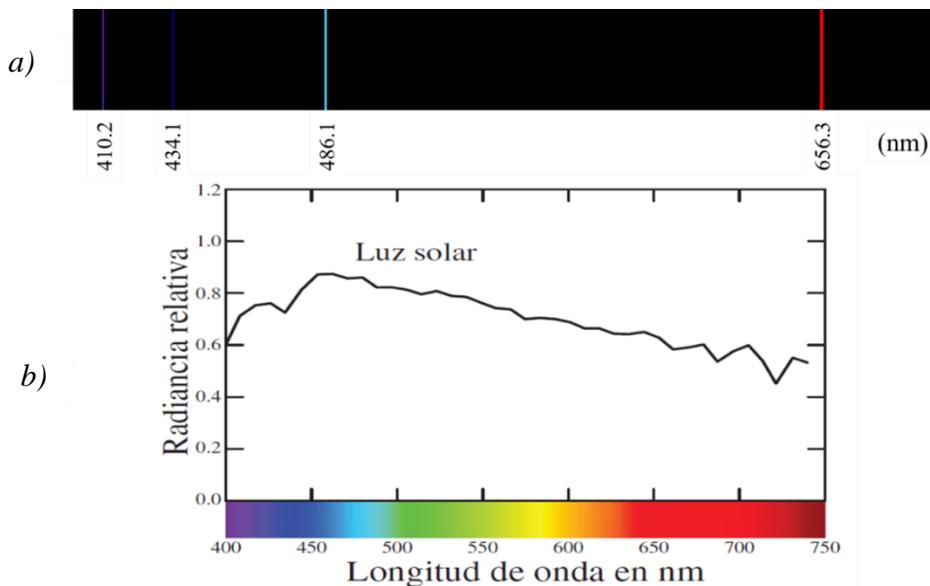


Figura 2.7 a) Espectro discreto del elemento hidrógeno. Cada elemento tiene su propio espectro característico. b) Espectro continuo de la luz solar. (Imagen tomada de [13]).

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

Los espectros discretos están formados por una o varias líneas angostas y separadas en su gráfica, algunos ejemplos de espectros se muestran en la figura 2.7 a). Los espectros continuos, están formados por infinitas líneas espectrales con longitudes de onda muy diversas como se muestra en la figura 2.7 b).

Se dice que la luz es monocromática cuando está formada por una onda senoidal pura, extendida infinitamente en espacio y tiempo. En la vida real no existen fuentes monocromáticas perfectas, ya que las fuentes luminosas reales emiten paquetes de energía de duración limitada, donde esta duración se puede considerar como una forma de modulación. Entonces, las fuentes luminosas reales tienen una distribución espectral $g(k)$ de su energía, más o menos agrupada alrededor de un cierto valor de longitud de onda, como se ve en la figura 2.8 a). Si el tren de ondas está dado por una función $f(x)$, la función $g(k) = \mathcal{F}\{f(x)\}$, es la transformada de Fourier de la función $f(x)$ y representa la amplitud contribuida por unidad de intervalo de longitud de onda k de las ondas en la vecindad de k . Se dice entonces que la línea espectral es más monocromática cuanto más angosta sea su distribución espectral y más policromática cuanto más ancha sea.

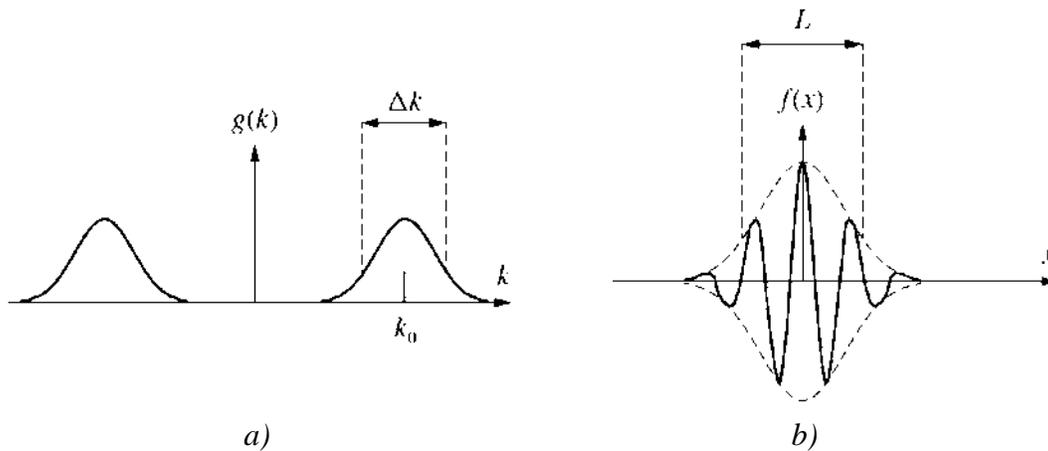


Figura 2.8 a) Espectro del tren de ondas. b) Tren de ondas con perfil gaussiano.

El ejemplo de la figura 2.8 es particularmente interesante, pues muestra que, si el tren de ondas está modulado por una gaussiana, el espectro también tiene forma gaussiana, donde una función gaussiana está definida por:

CAPÍTULO 2 – INTERFERENCIA

$$y = Ae^{-\left(\frac{x}{a}\right)^2}, \quad (2.30)$$

donde la constante a es el ancho medio de la función gaussiana, definida como el valor de x cuando la función toma el valor A/e .

Si el ancho del espectro gaussiano es finito, mayor que cero, la onda tiene una amplitud máxima en algún punto y decae hacia ambos lados formando un tren de ondas, como se muestra en la figura 2.8 *b*). La longitud L del tren de ondas, se conoce como longitud de coherencia y viene dada por [2]:

$$L = \sqrt{\frac{2 \ln(2) \lambda_0^2}{\pi \Delta\lambda}}, \quad (2.31)$$

donde λ_0 es la longitud de onda central del espectro de la fuente y $\Delta\lambda$ es el ancho de banda espectral. La longitud de coherencia es mayor cuando el ancho de banda sea menor. Este resultado es muy importante porque la mayoría de los espectros de emisión reales tienen forma gaussiana.

2.5.4 Espejos y prismas divisores de haz

Un espejo es una superficie pulimentada que refleja idealmente, toda la luz que incide en él. Debido a la forma geométrica de su superficie, los espejos son utilizados en la mayoría de los sistemas ópticos. En los interferómetros de división de amplitud es común emplear espejos planos, estos pueden estar fijos o móviles, sin embargo, en la práctica mover un espejo implica poder tener desalineaciones en el sistema óptico, por lo que los espejos móviles deben tener un sistema de movimiento que impida o minimice desalineaciones.

Otro elemento óptico importante en los interferómetros que funcionan con el sistema de división de amplitud son los prismas divisores de haz. Básicamente estos prismas están formados por dos prismas rectangulares unidos que forman un cubo. Uno de los dos prismas tiene cubierta su cara hipotenusa con una película reflectora muy delgada como se muestra en la figura 2.9, escogida de tal manera que, al cementarse un prisma con otro, el haz reflejado y el haz

transmitido tengan la misma intensidad (y diámetro). Los dos prismas están cementados a fin de evitar la reflexión total interna [13].

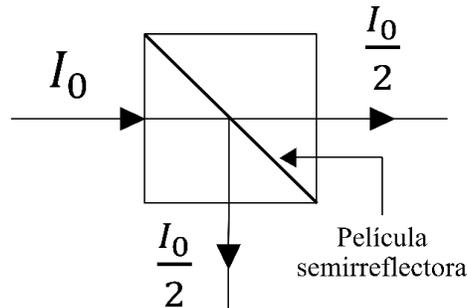


Figura 2.9 Prisma divisor de haz (50/50) tipo cúbico.

2.6 Interferómetro de Michelson con fuente de luz monocromática

Considérese el caso de una fuente puntual que emite un solo rayo de luz como una onda plana, con una sola longitud de onda λ . La fuente de luz y el divisor de haz se encuentran separados una distancia a . En cada brazo del interferómetro se encuentra un espejo plano e ideal, es decir, que refleja toda la luz que incide sobre él. Los espejos M1 y M2 se encuentran a una distancia d respecto de un divisor de haz 50/50, como se muestra en la figura 2.10. El espejo M1 es móvil por lo tanto se puede desplazar una distancia z respecto de d . La distancia entre el detector y el divisor de haz es b .

Supóngase que los haces I_1 e I_2 que se recombinan en el detector llegan con la misma intensidad, entonces se puede definir $I_0 = I_1 = I_2$, que sustituyendo en la ecuación 2.28, se obtiene:

$$I = I_0 + I_0 + 2 \sqrt{I_0 \cdot I_0} \cdot \cos(k \cdot DCO) = 2I_0 + 2 \sqrt{I_0^2} \cdot \cos(k \cdot DCO), \quad (2.32)$$

y simplificando queda:

$$I = 2I_0(1 + \cos(k \cdot DCO)). \quad (2.33)$$

Es importante resaltar que, la señal de intensidad de la ecuación 2.33 representa la irradiancia final que llega al detector y depende de la diferencia de camino óptico DCO entre los

haces. Esta expresión se utilizará en la siguiente sección para describir la intensidad del patrón de interferencia en un sistema modificado del interferómetro de Michelson.

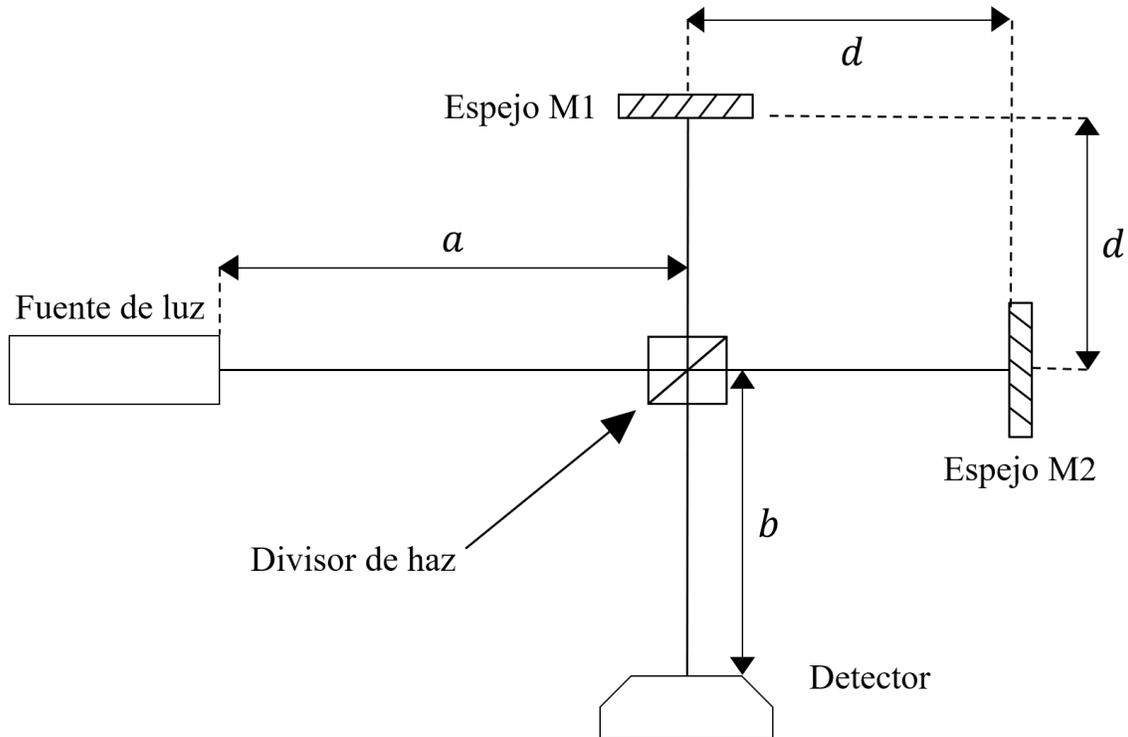


Figura 2.10 Diagrama esquemático de un interferómetro de Michelson.

2.7 Interferómetro de Twyman-Green

Este interferómetro es una modificación del interferómetro de Michelson, en este caso la fuente de luz es extensa, con un frente de onda esférico divergente, el cual es colimado mediante una lente convergente posicionada de tal forma que justo en su foco anterior se encuentre la fuente de luz. La figura 2.11 ilustra este interferómetro, donde L es una lente colimadora y la luz posterior a la lente es un haz colimado con sección transversal y frente de onda plano.

Para analizar la intensidad que llega al detector, considérese el haz colimado como un conjunto de rayos u ondas planas, donde cada uno de los rayos llegará al detector con una intensidad final dada por la ecuación (2.33). Si los espejos planos están perfectamente alineados, todas las señales de interferencia deben de estar en fase, como se muestra en la figura 2.13 a), la intensidad que llega al detector será uniforme en toda la sección transversal del haz.

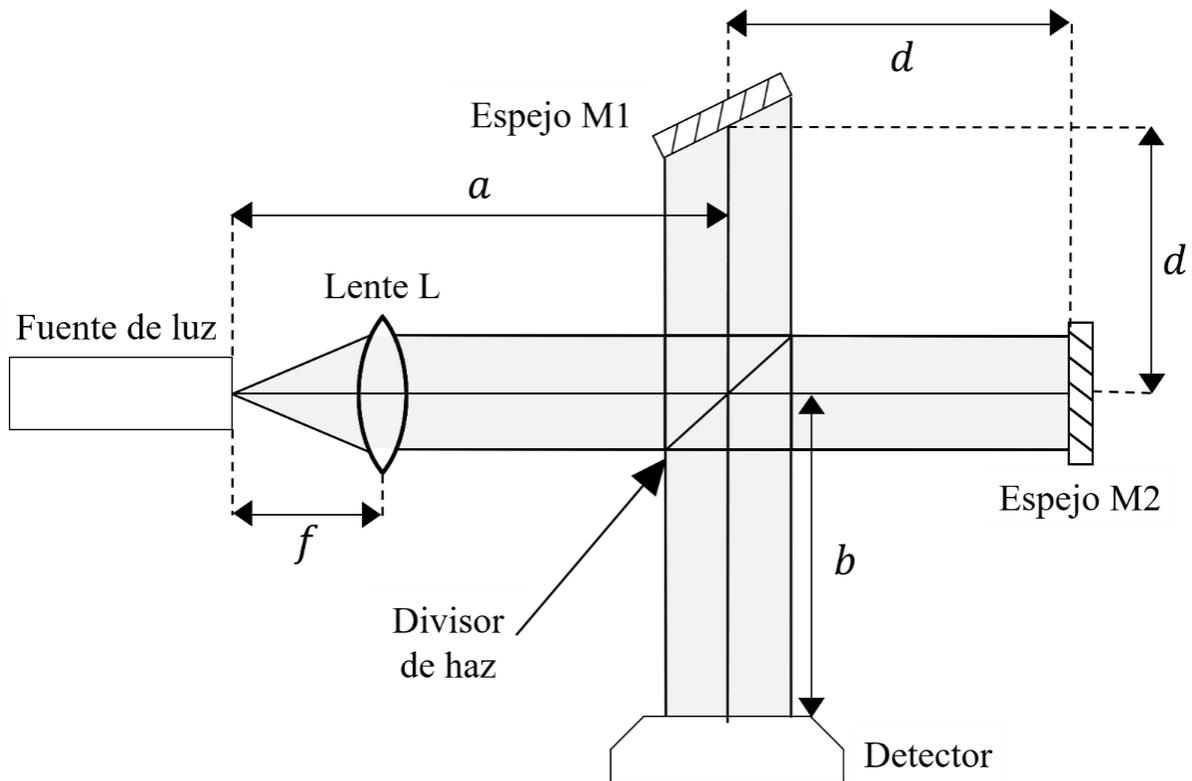


Figura 2.11 Diagrama esquemático del interferómetro Twyman – Green.

En el caso en el que uno de los espejos presente una ligera inclinación respecto del centro del espejo, cada uno de los rayos que incidan a lo largo de la dirección de inclinación recorrerá una distancia diferente, a excepción del rayo central cuya distancia recorrida se mantiene igual, como se muestra en la figura 2.12. Si se considera que la distancia que hay del centro del espejo a cada uno de los extremos es Δz , entonces se tendrá una diferencia de camino óptico que varía entre $-\Delta z$ y $+\Delta z$, esto es debido a que en los extremos del espejo la diferencia de camino óptico sería: $DCO = CO1 - CO2 = (d \mp \Delta z) - d = \mp \Delta z$, nombrando a la distancia, que va de $-\Delta z$ a $+\Delta z$ como z , y sustituyendo en la ecuación 2.33 la diferencia de camino óptico $DCO = 2z$, donde el 2 es debido a que se considera la trayectoria de ida y de regreso, se tiene que la intensidad final que llega al detector es:

$$I = 2I_0(1 + \cos (2kz)). \quad (2.34)$$

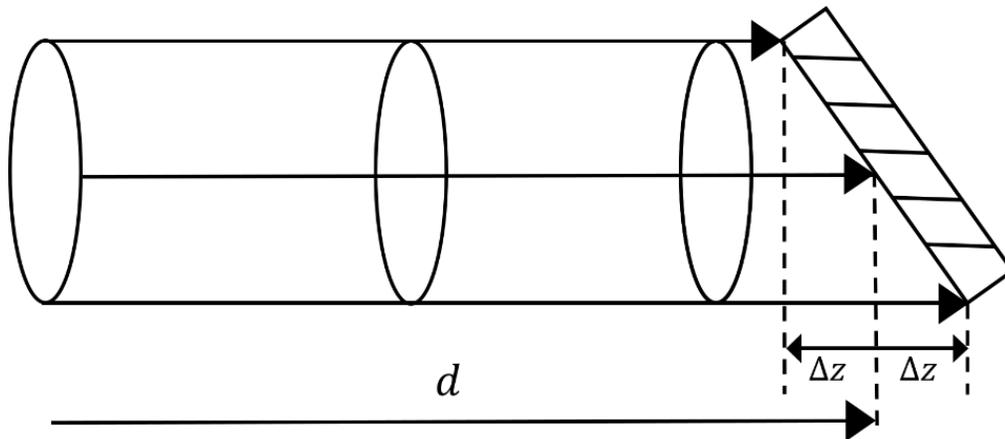


Figura 2.12 Diagrama que ilustra una inclinación de un espejo, en alguno de los brazos del interferómetro de Twyman – Green.

La expresión dada por la ecuación 2.34 es la señal de intensidad para cada uno de los rayos y corresponde a una función cosenoidal. Las señales se desfazarán debido al grado de inclinación de uno de los espejos y formarán un patrón de franjas de interferencia, como se muestra en la figura 2.13 c).

Cabe mencionar que el grado de inclinación del espejo, mostrado en los diagramas de las figuras 2.11 y 2.12, se exageró a fin de ilustrar la diferencia de camino óptico de cada rayo de luz, mientras que en la práctica experimental, el grado de desalineación del espejo es muy pequeño, generando valores de z del orden de micrómetros.

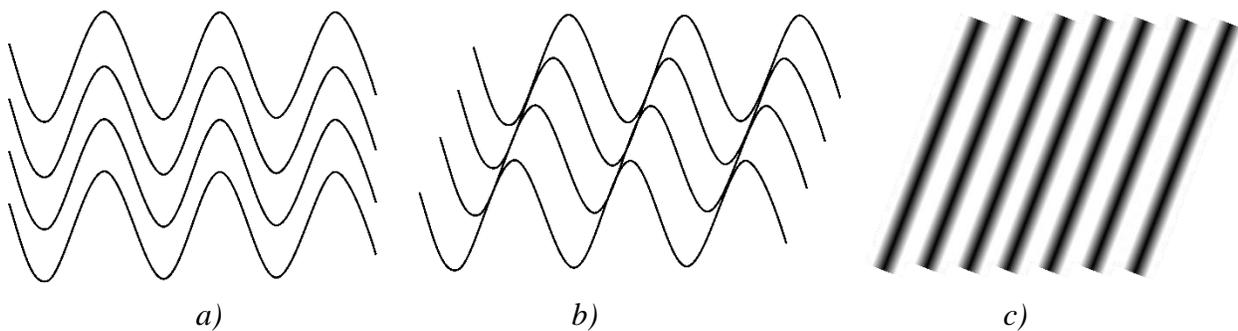


Figura 2.13 a) Señales de intensidad en fase. b) Señales de intensidad desfasadas. c) Patrón de franjas formado por la interferencia de las señales desfasadas.

2.8 Franjas de interferencia

2.8.1 Tipo de franjas observadas

Según las inclinaciones de los espejos, en el interferómetro de Michelson se pueden obtener franjas de igual inclinación, de igual espesor o de un tipo intermedio, llamadas franjas localizadas.

Las dos imágenes formadas por los espejos son paralelas una a la otra, sólo si estos están perfectamente alineados de forma perpendicular a sus haces incidentes. En este caso, las franjas observadas son de igual inclinación. Estas franjas son circulares en un interferómetro compensado como se muestra en la figura 2.14 *a*), mientras que en uno no compensado, la inclinación de la placa divisora de haz les da forma elíptica. Otro ejemplo de franjas de igual espesor son los anillos de Newton que se observan cuando una superficie plana se pone en contacto con una esférica de radio de curvatura muy grande.

Si las imágenes de las fuentes forman un ángulo entre sí diferente de cero, los rayos se reúnen en el infinito y las franjas serán del tipo de igual espesor, rectas y paralelas, y estarán más juntas cuanto mayor sea el ángulo entre las imágenes. En la figura 2.14 *c*) se muestran este tipo de franjas.

Cuando las imágenes de las fuentes no son paralelas, las franjas serán de un tipo intermedio al de las franjas de igual espesor y las de igual inclinación, llamadas franjas localizadas. Estas franjas son arcos con su convexidad hacia la parte más angosta de la cuña formada por las imágenes de las fuentes. Ahora los rayos no se reúnen en el infinito, sino en un punto bien definido en el espacio. Por este motivo se les llama franjas localizadas. La figura 2.14 *b*) muestra las franjas localizadas que pueden obtenerse con el interferómetro de Michelson.

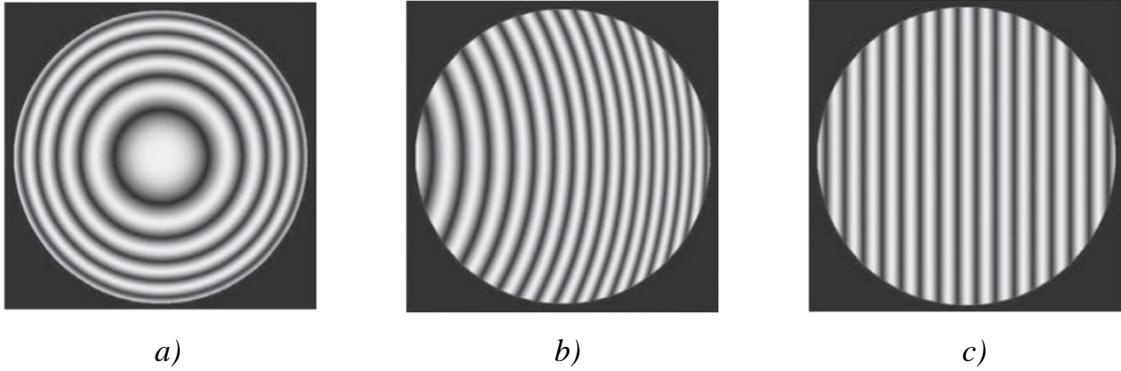


Figura 2.14 Franjas que se observan en un interferómetro de Michelson. a) Franjas de igual inclinación, b) franjas localizadas y c) franjas de igual espesor. (Imagen tomada de [13]).

Capítulo 3

Tomografía de Coherencia Óptica

3.1 Principio de funcionamiento de un sistema de Tomografía de Coherencia Óptica

La tomografía de coherencia óptica mide la magnitud y el tiempo de retardo de la luz retroesparcida por la muestra haciendo uso de un interferómetro de Michelson con una fuente de luz de baja coherencia. En uno de los brazos del interferómetro, llamado brazo de referencia, se encuentra un espejo móvil, y en el otro brazo, llamado brazo de la muestra, el espejo fijo se sustituye por un objeto muestra.

El haz de luz que incide en el divisor de haz es dividido en dos, un haz es desviado hacia el espejo y el otro haz es dirigido hacia la muestra. El haz que llega al espejo es reflejado hacia el divisor de haz, mientras que el haz que llega a la muestra es reflejado o retroesparcido por la muestra también hacia el divisor de haz, para después recombinarse e interferir, registrando esta interferencia en el detector, como se muestra en la figura 3.1. Debido a que el espejo en el brazo de referencia es móvil, al desplazarse una distancia conocida, este produce un retardo en la trayectoria que viaja la luz. Tal retardo se correlaciona con la luz retrorreflejada o retroesparcida por la muestra.

Si la distancia que recorre la luz en el brazo de referencia es z_r y la distancia que recorre la luz reflejada desde la muestra es z_s , entonces la intensidad que llegará al detector oscilará como función de la diferencia de camino óptico $DCO = z_r - z_s$.

Si la luz es altamente coherente, es decir, el espectro de la fuente tiene un ancho de banda angosto, entonces se observarán oscilaciones de interferencia en un rango amplio. Mientras que, en el caso contrario, cuando la luz tiene poca coherencia temporal, el ancho espectral de la fuente es grande, la longitud de coherencia es muy pequeña, entonces la interferencia se observará

únicamente cuando la diferencia de camino óptico entre los haces sea menor que la longitud de coherencia de la fuente.

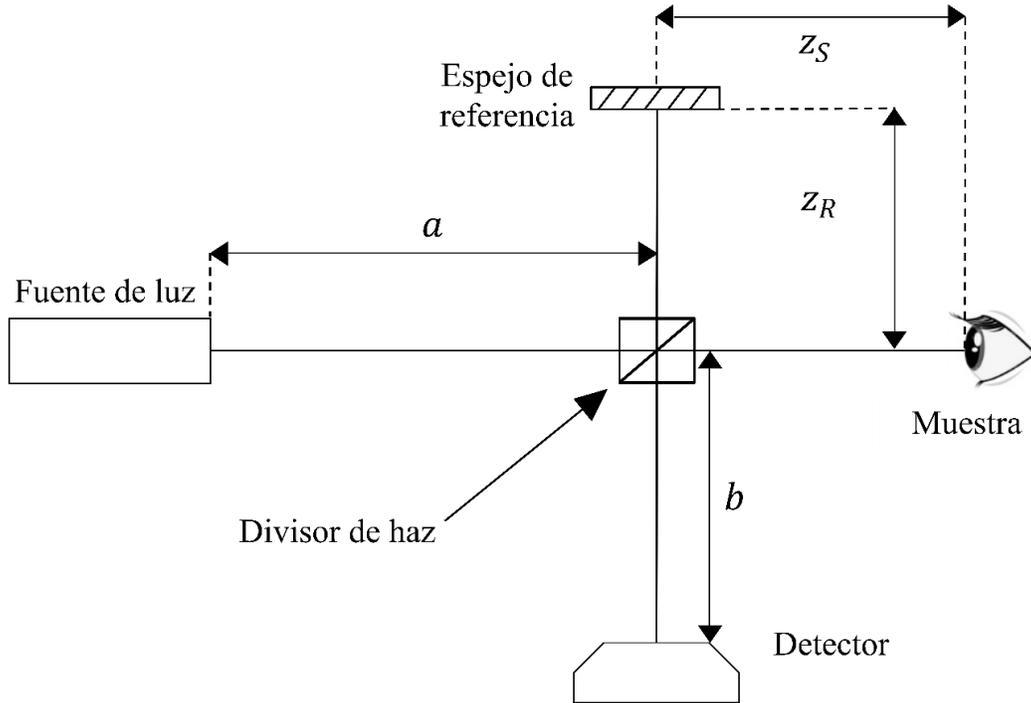


Figura 3.1 Diagrama esquemático de un sistema de OCT de dominio temporal.

3.1.1 Fuente de luz de un sistema OCT

En los sistemas de tomografía de coherencia óptica, al trabajar con tejidos, se debe considerar la interacción que tienen estos con la luz. Cuando la luz viaja dentro de los tejidos, se pueden experimentar diferentes procesos, como lo son la absorción, esparcimiento, reflexión, fluorescencia, entre otros. La absorción y el esparcimiento son dos fenómenos que afectan el paso de luz a través de los tejidos, ocasionando una disminución de la intensidad (atenuación). En los tejidos biológicos, el agua y la hemoglobina constituyen una gran parte de estos [15]. En un sistema, para obtener imágenes de tejidos, se debe utilizar luz con una longitud de onda que coincida con las ventanas de transparencia de transmisión de estas sustancias, para que esta sea absorbida mínimamente. Una de las ventanas más importantes es entre los 600 nm y 1,000 nm, aunque se puede aprovechar incluso hasta los 1,200 nm, en la región del infrarrojo cercano, como se puede ver en la figura 3.2 a) y b). La luz con estas longitudes de onda no altera la estructura y composición de los tejidos.

CAPÍTULO 3 – TOMOGRAFÍA DE COHERENCIA ÓPTICA

En la tomografía de coherencia óptica, se utiliza una fuente de luz de baja longitud de coherencia, es decir, con un ancho de banda amplio, con longitudes de onda centrales cercanas al infrarrojo cercano, entre 650 nm a 1500 nm. La luz de baja coherencia se compone de diferentes frecuencias o longitudes de onda en lugar de una sola longitud de onda y se puede caracterizar por su longitud de coherencia que es inversamente proporcional al ancho de banda espectral.

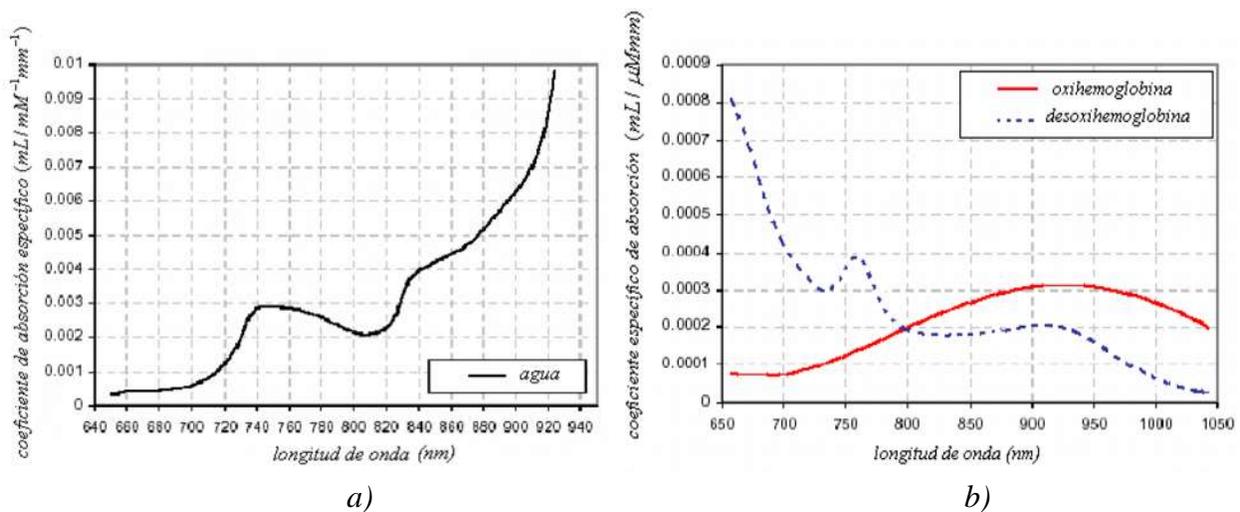


Figura 3.2 a) Espectro de absorción del agua. b) Espectro de absorción de los dos tipos de hemoglobina de mayor concentración, en la región del infrarrojo cercano (Imagen tomada de [15]).

3.1.1.1 Diodos superluminescentes (SLD)

Las fuentes de luz típicamente utilizadas en los sistemas de OCT son los diodos superluminescentes (SLD del inglés Superluminescent diode). Los SLD dominaron el trabajo inicial de OCT debido a su simplicidad y bajo costo. La mayoría de los primeros SLD utilizados para la obtención de imágenes de OCT tenían longitudes de onda centrales cercanas a 850 nm y proporcionaban anchos de banda de aproximadamente 20 nm, que permitían una resolución de 15 micras, con potencias típicas por debajo de 1 mW. Los avances recientes en el desarrollo de SLD han mejorado la potencia, el ancho de banda, y cobertura espectral de los dispositivos disponibles. Actualmente, los SLD de banda ancha están disponibles con longitudes de onda centrales cercanas a 670, 800, 980, 1300 y 1500 nm. Estos dispositivos tienen un espectro de emisión con forma gaussiana como se muestra en la figura 3.3.

CAPÍTULO 3 – TOMOGRAFÍA DE COHERENCIA ÓPTICA

Un espectro de emisión dado por una función gaussiana normalizada está dado por la ecuación [13]:

$$A(k) = \frac{1}{\Delta k \sqrt{\pi}} e^{-\left[\frac{k-k_0}{\Delta k}\right]^2}, \quad (3.1)$$

donde Δk es el ancho de banda del espectro y k_0 es el número de onda correspondiente a su longitud de onda central. Una fuente de luz con espectro gaussiano es conveniente para el modelado de OCT debido a que se aproxima a la forma de las fuentes de luz reales y también por las propiedades útiles de su transformada de Fourier.

Una unidad de referencia adimensional para medir la potencia de una señal es el bel (B). Un decibel (dB) es la décima parte de un bel y se calcula en una escala logarítmica. La ganancia de potencia G_P de una señal es la razón entre la potencia de salida P_S y la potencia de entrada P_E :

$$G_P = \frac{P_S}{P_E}, \quad (3.2)$$

y la ganancia de potencia en decibeles $G_P(dB)$ se define como:

$$G_P(dB) = 10 \cdot \log G_P. \quad (3.3)$$

Si $G_P(dB)$ es menor que la unidad, existe una pérdida de potencia (atenuación) y la ganancia de potencia en decibeles es negativa.

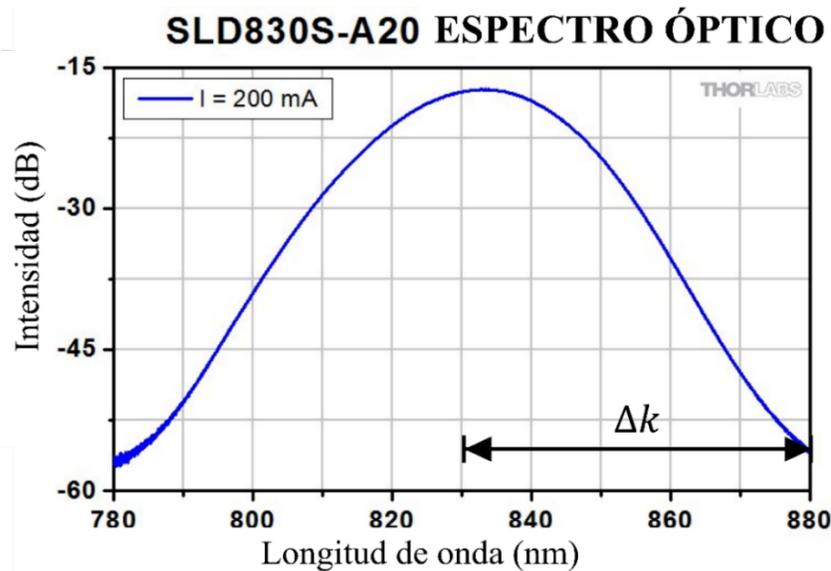


Figura 3.3 Espectro de emisión con forma gaussiana típico de un SLD que se usa en OCT, con longitud de onda central de 830 nm, un ancho de banda de 50 nm y una potencia de 22 mW (Imagen tomada de [16]).

3.2 Tomografía de Coherencia Óptica de dominio temporal

3.2.1 Con fuente de luz de espectro rectangular

En el capítulo 2 se obtuvo una expresión general para la intensidad del patrón de interferencia en un interferómetro de Michelson usando una fuente monocromática ideal cuyo espectro de emisión corresponde a una delta de Dirac, con un frente de onda plano y un divisor de haz 50/50. Considérese que la fuente de luz tiene un espectro con forma rectangular, es decir, la fuente de luz está conformada por varias longitudes de onda, como se muestra en la figura 3.4.

Para obtener la expresión de la intensidad del patrón de interferencia cuando la fuente tiene un espectro rectangular de ancho Δk centrado en k_0 , como se muestra en la figura 3.4, se debe integrar la expresión de la intensidad dada por la ecuación 2.34, sobre todo k :

$$I = 2I_0 \int_{k_0 - \frac{\Delta k}{2}}^{k_0 + \frac{\Delta k}{2}} [1 + \cos(2kz)] dk, \quad (3.4)$$

cuyo resultado de la integración es:

$$I = 2I_0 \Delta k [1 + \text{sinc}(\Delta kz) \cos(2kz)]. \quad (3.5)$$

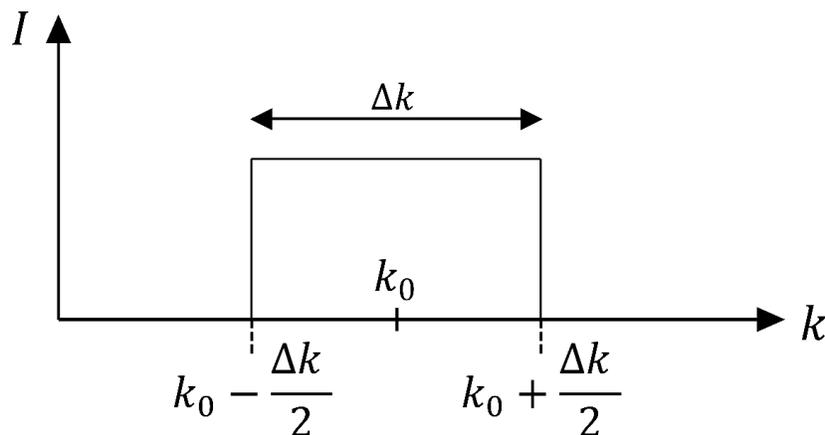


Figura 3.4 Espectro de emisión con forma rectangular.

3.2.2 Con fuente de luz de espectro gaussiano

En la sección anterior, por simplicidad, las alteraciones de fase y amplitud por efecto del divisor de haz y de los espejos no fueron incluidos; sin embargo, en esta sección se considerarán condiciones más realistas, como las alteraciones debidas a la reflectividad del espejo y de la muestra de estudio, así como una fuente de luz con espectro de emisión gaussiano.

Considérese ahora que el interferómetro está iluminado por una onda plana y policromática, cuyo campo eléctrico expresado en forma compleja es:

$$E_i = a(k, \omega) e^{i(kz - \omega t)}, \quad (3.6)$$

donde $a(k, \omega)$ es la amplitud del campo eléctrico como función del número de onda $k = 2\pi/\lambda$ y la frecuencia angular $\omega = 2\pi\nu$. La longitud de onda λ y la frecuencia ν , están relacionadas con el índice de refracción $n(\lambda)$ y la velocidad de la luz en el vacío por $c/n(\lambda) = \lambda\nu$.

Supóngase que el espejo de referencia tiene una reflectividad r_R de campo eléctrico y una reflectividad de potencia $R_R = |r_R|^2$. En tejidos biológicos u otras superficies, el índice de refracción varía continuamente según la profundidad, por lo que la reflectividad $r_S(z_S)$ de la muestra está en función de la distancia z_S . Si la muestra tiene varias superficies internas, considérese una serie de N reflexiones de la forma:

$$r_S(z_S) = \sum_{n=1}^N r_{Sn} \delta(z_S - z_{Sn}), \quad (3.7)$$

donde cada superficie de la muestra es caracterizada por su reflectividad de campo eléctrico r_{S1} , r_{S2} , ... y la longitud de la trayectoria z_{S1} , z_{S2} , ... , medida desde el divisor de haz hasta las superficies internas S_1 , S_2 , ... , como se muestra en la figura 3.5. La reflectividad de potencia de cada superficie viene dada por la magnitud al cuadrado de la reflectividad de campo eléctrico, esto es, $R_{Sn} = |r_{Sn}|^2$. El objetivo de la técnica de OCT es reconstruir el perfil de reflectividad interna de la muestra a partir de mediciones interferométricas no invasivas.

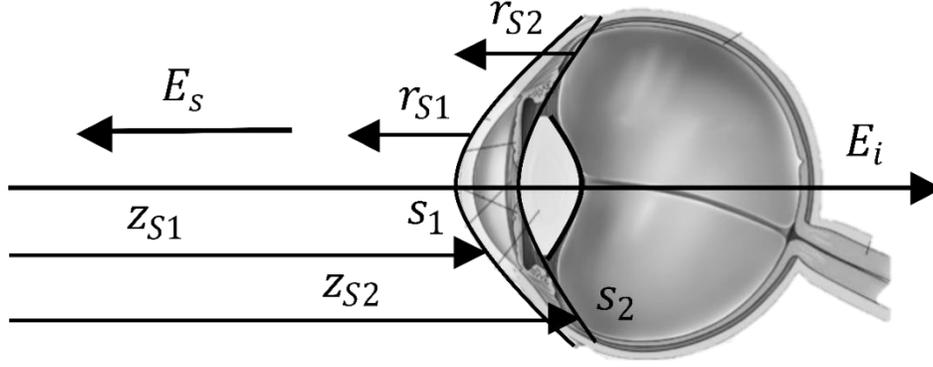


Figura 3.5 Diagrama que ejemplifica la reflectividad de las superficies en una muestra.

El campo eléctrico reflejado por la muestra que atraviesa por segunda vez el divisor de haz se expresa como:

$$E_S = \frac{E_i}{\sqrt{2}} [r_S(z_S) \otimes e^{i(2kz_S)}], \quad (3.8)$$

donde \otimes representa el operador de convolución y el factor 2 en el argumento de la exponencial tiene en cuenta la longitud de la trayectoria de ida y vuelta de cada reflexión en la muestra. La mayoría de las muestras en OCT, como tejidos biológicos, típicamente tienen reflectividades muy pequeñas, del orden de $\sim 10^{-4}$ a 10^{-5} . Sustituyendo la ecuación 3.7 en la ecuación 3.8 se tiene:

$$E_S = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \left[\sum_{n=1}^N r_{Sn} \delta(z_S - z_{Sn}) \otimes e^{i(2kz_S)} \right], \quad (3.9)$$

y por las propiedades de la convolución entre dos funciones se tiene que:

$$\delta(z_S - z_{Sn}) \otimes e^{i(2kz_S)} = \int_0^{z_{Sn}} e^{i(2kz_S)} \delta(z_S - z_{Sn}) dz_{Sn} = e^{i(2kz_{Sn})}. \quad (3.10)$$

Así, los campos incidentes en el divisor de haz después de regresar de los brazos de referencia y de la muestra, están dados respectivamente por:

(3.11)

$$E_S = \frac{E_i}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_{Sn} e^{i(2kz_{Sn})},$$

$$E_R = \frac{E_i}{\sqrt{2}} r_R e^{i(2kz_S)}. \quad (3.12)$$

La intensidad de los campos E_S y E_R al pasar a través del divisor de haz de nuevo son divididas a la mitad e interfieren en el detector, con una intensidad dada por:

$$I_D(k, \omega) = \frac{\rho}{2} \langle |E_R + E_S|^2 \rangle = \frac{\rho}{2} \langle (E_R + E_S)(E_R + E_S)^* \rangle, \quad (3.13)$$

donde ρ es la responsividad del detector (con unidades de amper/watt) y los paréntesis angulados indican la integración durante el tiempo de respuesta del detector. Sustituyendo las ecuaciones 3.11 y 3.12 en la ecuación 3.13, se obtiene:

$$I_D(k, \omega) = \frac{\rho}{2} \left\langle \left| \frac{a(k, \omega)}{\sqrt{2}} r_R e^{i(2kz_S - \omega t)} + \frac{a(k, \omega)}{\sqrt{2}} \sum_{n=1}^N r_{Sn} e^{i(2kz_{Sn} - \omega t)} \right|^2 \right\rangle, \quad (3.14)$$

Expandiendo la magnitud al cuadrado de las funciones en la ecuación 3.14, se eliminan los términos dependientes de la frecuencia angular temporal ω y la expresión de la intensidad queda dependiente sólo del número de onda k :

$$\begin{aligned} I_D(k) = & \frac{\rho}{4} [A(k) \cdot (R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] \\ & + \frac{\rho}{4} \left[A(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{Sn}} (e^{i2k(z_R - z_{Sn})} + e^{-i2k(z_R - z_{Sn})}) \right] \\ & + \frac{\rho}{4} \left[A(k) \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_{Sn} R_{Sm}} (e^{i2k(z_{Sn} - z_{Sm})} + e^{-i2k(z_{Sn} - z_{Sm})}) \right], \end{aligned} \quad (3.15)$$

en donde $A(k) = \langle |a(k, \omega)|^2 \rangle$ y se define como una función que representa la potencia espectral de la fuente de luz. Utilizando la fórmula de Euler para simplificar la ecuación 3.15, se obtiene la siguiente expresión para la intensidad:

$$I_D(k) = \frac{\rho}{4} [A(k) \cdot (R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] + \frac{\rho}{4} \left[A(k) \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{Sn}} \cdot \cos[2k(z_R - z_{Sn})] \right] + \frac{\rho}{4} \left[A(k) \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_{Sn} R_{Sm}} \cdot \cos[2k(z_{Sn} - z_{Sm})] \right]. \quad (3.16)$$

La expresión para la intensidad en la ecuación 3.16 incluye tres términos distintos:

1. El primer término es a menudo denominado componente "constante" o "DC" y es la componente más grande de la intensidad en el detector si la reflectividad del espejo de referencia domina a la reflectividad de las superficies en la muestra.
2. El segundo término corresponde a la componente de "correlación cruzada" para la reflectividad de cada superficie en la muestra, que depende tanto del número de onda k de la fuente de luz, como de la DCO, que es la diferencia de longitud en la trayectoria entre el brazo de referencia y el brazo de la muestra.
3. El tercer término se conoce como el término de "autocorrelación" y representan la interferencia que se produce entre las diferentes superficies reflectoras en la muestra.

En el sistema OCT tradicional o de dominio temporal (TD - OCT), la intensidad dependiente del número de onda k , dada por la ecuación 3.16, se captura en un solo receptor, mientras que, en el brazo de referencia, el retardo ejercido por un aumento en la longitud z_R debido al desplazamiento del espejo, es escaneado para reconstruir una aproximación del perfil de la reflectividad interna de la muestra, obtenido de la integración de la ecuación 3.16 sobre todo k , cuando la fuente de luz tiene un espectro gaussiano $A(k)$ [1]:

$$I_D(z_R) = \frac{\rho}{4} [A_0 \cdot (R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] + \frac{\rho}{2} \left[A_0 \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{Sn}} \cdot e^{-(z_R - z_{Sn})^2 \Delta k^2} \cos[2k_0(z_R - z_{Sn})] \right], \quad (3.17)$$

CAPÍTULO 3 – TOMOGRAFÍA DE COHERENCIA ÓPTICA

donde $A_0 = \int_0^\infty A(k) dk$, es la potencia espectral integrada de la fuente de luz. La diferencia $z_R - z_{Sn}$, representa la diferencia de camino óptico de la luz en las diferentes superficies de la muestra.

Graficando la distancia que recorre la luz reflejada desde la muestra z_s , como función de la intensidad de la señal es posible obtener un perfil de profundidad, conocido como A-scan. En la figura 3.6 se muestra el A-scan típico de un TD-OCT, de una muestra que consta de dos superficies $S1$ y $S2$.

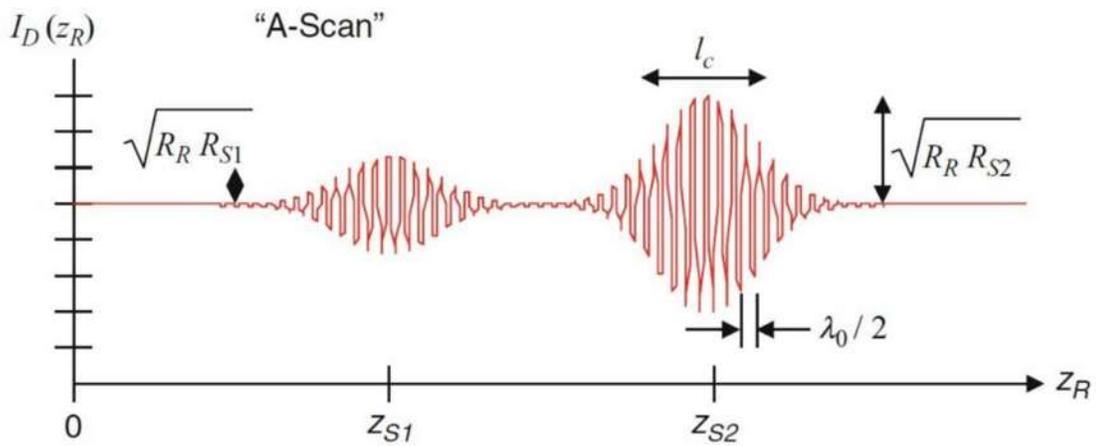


Figura 3.6 Perfil de profundidad o A-scan característico de la señal de intensidad de un TD-OCT (Imagen tomada de [1]).

El registro repetido de múltiples “A-scan” contiguos permite construir una imagen bidimensional o tomográfica conocida como “B-scan”, y realizando un escaneo longitudinal, conocido como “C-scan”, es posible obtener varias imágenes tomográficas que proporcionan información tridimensional de la muestra. En la figura 3.7 se muestra esquemáticamente la forma en la que se realizan los escaneos, así como se ilustra las imágenes obtenidas con cada uno.

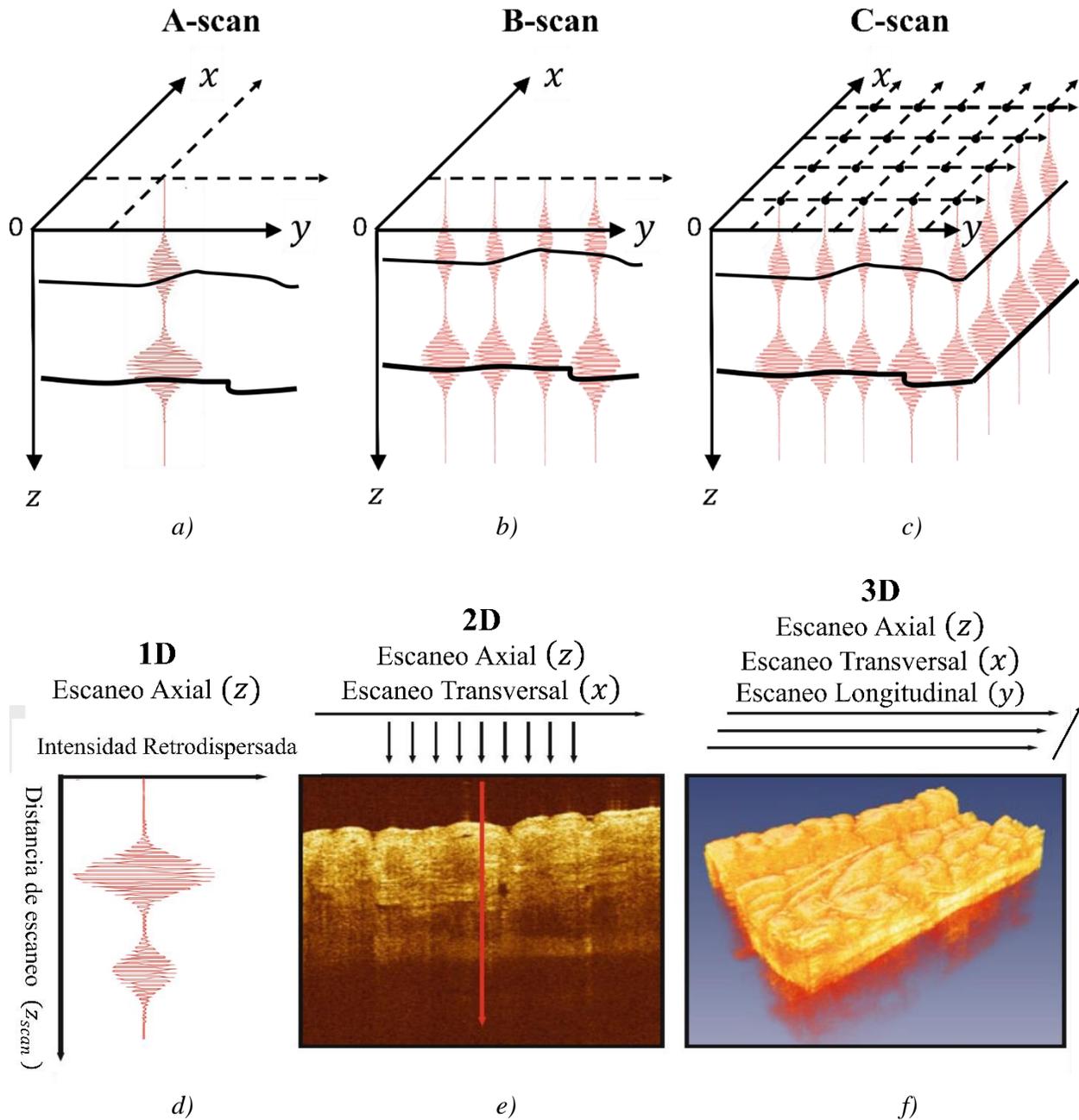


Figura 3.7 Modos de escaneo e imágenes en un sistema de tomografía de coherencia óptica. a) escaneo axial, conocido como A-scan, para adquirir d) información en profundidad, mediante un escaneo lateral se produce un conjunto de datos bidimensionales, conocidos como B-scan, que representan e) la retrodispersión óptica en un plano de sección transversal de la muestra, realizando un escaneo longitudinal c), conocido como C-scan, es posible obtener varias imágenes transversales que proporcionan f) información tridimensional de la muestra.

3.3 Otros tipos de OCT

Debido a que la OCT de dominio temporal (TD-OCT) realiza los A-scan mediante el desplazamiento de un espejo móvil y registra la información a lo largo del tiempo, el escaneo del TD-OCT es lento. El desarrollo de la detección en el dominio de Fourier permite mejorar la resolución y velocidad de obtención de las imágenes tomográficas. Por esta razón, las técnicas de en el dominio de Fourier se han vuelto de gran de interés, incluyendo OCT de dominio espectral (SD - OCT) y de fuente de barrido (SS-OCT) [3].

3.3.1 OCT de dominio espectral

En la OCT de dominio espectral (SD-OCT), se utiliza una fuente de banda ancha similar al sistema de TD-OCT, pero el espejo en el brazo de referencia no se mueve; además, la intensidad $I_D(k)$ que llega al detector dependiente del número de onda k se captura y procesa utilizando el análisis de Fourier para reconstruir una aproximación del perfil de profundidad de la muestra y todas las componentes espectrales de $I_D(k)$ se capturan simultáneamente en una matriz de detectores, como se muestra en la figura 3.8. Previamente las componentes espectrales son separadas usando un espectrómetro. El perfil de profundidad o reflectividad de la muestra se obtiene calculando la transformada inversa de Fourier de la expresión de la intensidad $I_D(k)$, dada por la ecuación 3. 16 [1]:

$$\begin{aligned}
 I_D(k) = & \frac{\rho}{8} [\alpha(z) \cdot (R_R + R_{S1} + R_{S2} + \dots)] \\
 & + \frac{\rho}{4} \sum_{n=1}^N \sqrt{R_R R_{S_n}} \cdot [\alpha[2(z_R - z_{S_n})] + \alpha[-2(z_R - z_{S_n})]] \\
 & + \frac{\rho}{8} \sum_{n \neq m=1}^N \sqrt{R_{S_n} R_{S_m}} \cdot [\alpha[2(z_{S_n} - z_{S_m})] + \alpha[-2(z_{S_n} - z_{S_m})]],
 \end{aligned} \tag{3. 18}$$

donde $\alpha(z) = \mathcal{F}^{-1}\{A(k)\}$ es la transformada inversa del espectro de la fuente.

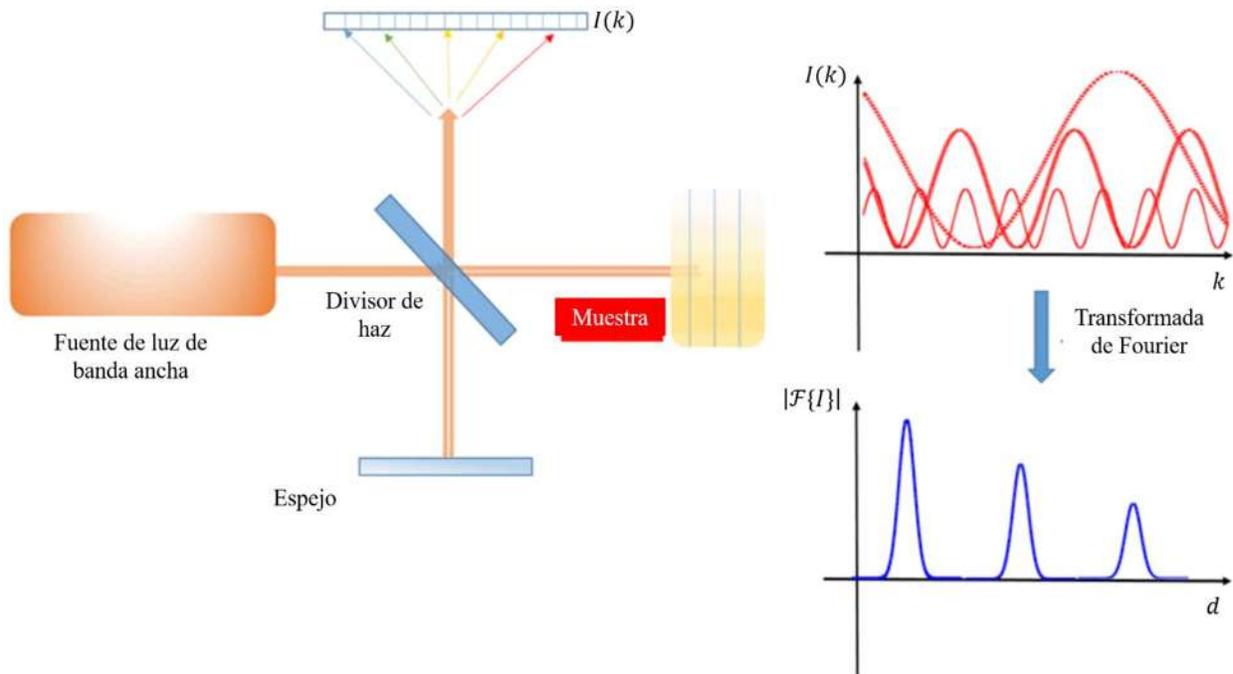


Figura 3.8 Diagrama esquemático de un SD-OCT.

3.3.2 OCT de fuente de barrido

El OCT de fuente de barrido (SS-OCT) utiliza un interferómetro con un láser de barrido de alta frecuencia de ancho de banda angosta. El barrido de frecuencia esencialmente genera diferentes retrasos de tiempo en el haz de luz, los cuales pueden ser detectados por interferencia y transformadas de Fourier. Debido a que la frecuencia de la luz se barre como función del tiempo, los ecos de luz en el haz de la muestra tendrán una frecuencia desplazada respecto al haz de referencia. El interferómetro realiza dos barridos de frecuencia que se retrasan en el tiempo entre sí y generan una señal de intensidad que es proporcional a la diferencia de camino óptico entre los haces. La transformada de Fourier de la señal del detector produce información del barrido axial en la muestra (magnitud del eco y tiempo de retardo). La detección mide todos los ecos ópticos muy rápidamente, prácticamente al mismo tiempo, en lugar de secuencialmente como en la detección del dominio del tiempo. Esto permite una mejora espectacular en la sensibilidad de detección respecto del TD-OCT, porque el escaneo desplazando el espejo ya no es necesario, y las sensibilidades de detección aumentan, por lo que se puede lograr un aumento en la velocidad de obtención de las imágenes y en la frecuencia de exploración axial. En la figura 3.9 se muestra un diagrama esquemático típico de un SS-OCT [2].

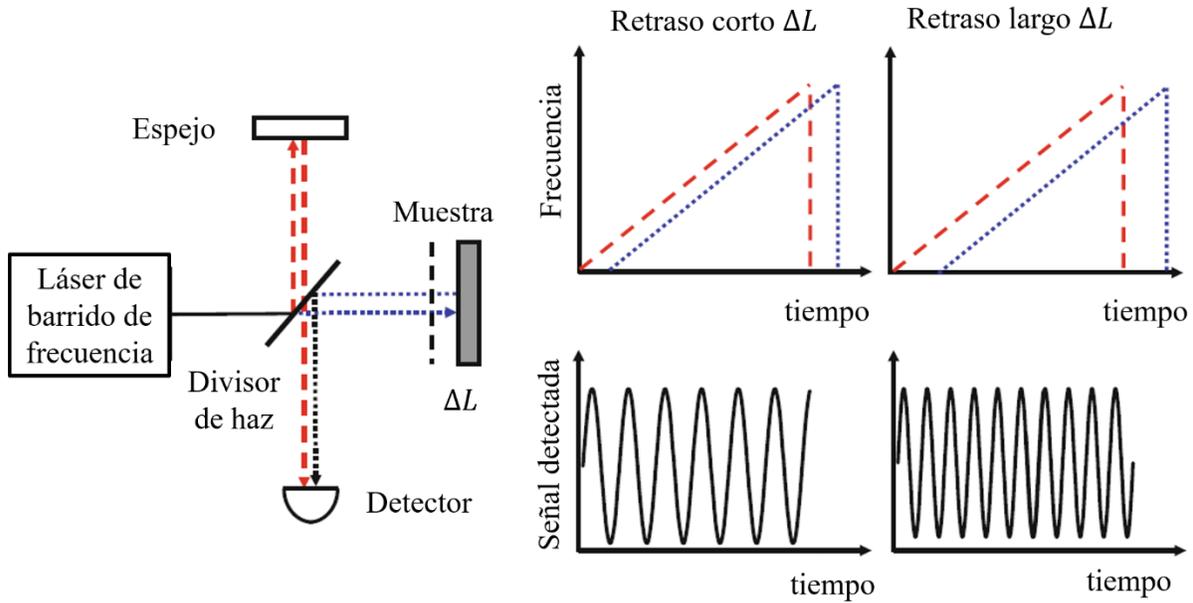


Figura 3.9 Diagrama esquemático de un SS-OCT (Imagen tomada de [3]).

3.4 Resolución de las imágenes en un sistema de OCT.

En la técnica de OCT la resolución axial y transversal de las imágenes son independientes. La resolución axial en las imágenes de OCT está determinada por la longitud de coherencia de la fuente de luz. Para una fuente de luz con una distribución espectral gaussiana, la resolución axial Δz es:

$$\Delta z = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left(\frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \right), \quad (3.19)$$

donde λ es la longitud de onda central de la fuente y $\Delta \lambda$ es el ancho de banda de su espectro de potencia. De la ecuación 3.19 se puede notar que la resolución axial es inversamente proporcional al ancho de banda espectral de la fuente de luz, y por esa razón, se requieren fuentes ópticas de baja coherencia, pues su ancho de banda amplio logra una alta resolución axial de la imagen.

La resolución transversal (en la dirección x e y) para la obtención de imágenes por tomografía de coherencia óptica está determinada por las propiedades de enfoque del haz óptico:

$$\Delta x = \frac{4 \lambda}{\pi} \left(\frac{f}{d} \right), \quad (3. 20)$$

donde d es el tamaño del haz incidente en el objetivo de la lente y f es su distancia focal.

3.5 Profundidad de imagen en un sistema de OCT

Dos de los parámetros más importantes para caracterizar el rendimiento de las técnicas de formación de imágenes son la resolución y la profundidad de imagen. La resolución de la imagen axial OCT varía de 1 a 15 μm y está determinada por la ecuación 3.19. En la mayoría de los tejidos biológicos, la dispersión óptica de la luz limita la profundidad de las imágenes de OCT de 2-3 mm. En la figura 3.10 se muestra una comparación de la resolución y profundidad de las imágenes obtenidas con diferentes técnicas. La resolución del ultrasonido clínica suele ser 0.1 a 1 mm y depende de la frecuencia de la onda de sonido utilizada (3 a 40 MHz), su profundidad de imagen es de hasta 10 cm. La microscopía confocal tiene una resolución menor a 1 μm , con una profundidad de imagen de solo unos cientos de micras en la mayoría de los tejidos.

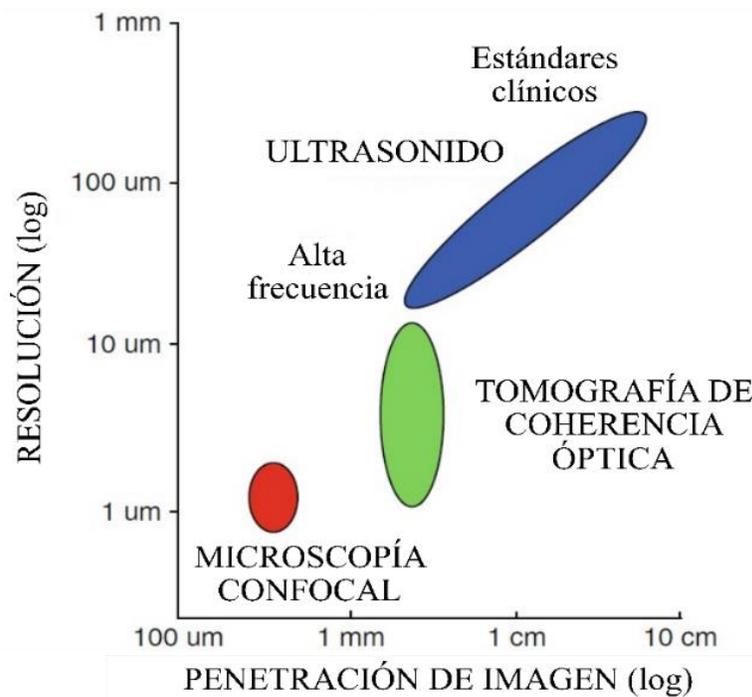


Figura 3.10 Comparación de la resolución y profundidad de las imágenes obtenidas con el ultrasonido, OCT y microscopía confocal (Imagen tomada del [1]).

Capítulo 4

Metodología y resultados

En el trabajo de esta tesis se realizaron dos códigos de programación independientes. El primer programa es una simulación de las franjas de interferencia generadas por la superposición de la intensidad de tres haces de luz con diferentes longitudes de onda en un interferómetro Twyman-Green. El segundo programa es una simulación de un sistema TD-OCT. Para ambos programas se hizo una interfaz gráfica de usuario, en las que es posible modificar ciertos parámetros involucrados y mostrar las gráficas e imágenes obtenidas de la simulación.

Los programas fueron hechos en el software MATLAB debido a su óptimo y sencillo manejo en la manipulación de los datos por medio de matrices en un entorno de desarrollo integrado, que permite la creación de interfaces gráficas de usuario.

4.1 Simulación de un interferómetro de Twyman - Green con tres longitudes de onda

4.1.1 Metodología

En este programa se simula la superposición de las intensidades de la interferencia de tres haces de luz de diferente longitud de onda. En primer lugar, se ingresan los parámetros necesarios para realizar la simulación, los cuales son: los valores de la longitud de onda de los 3 haces expresadas en nanómetros, $\lambda_1(nm)$, $\lambda_2(nm)$ y $\lambda_3(nm)$, a los que también se les asignan los valores de sus respectivas intensidades iniciales $I_{01}(mW)$, $I_{02}(mW)$ e $I_{03}(mW)$ en miliwatts, el ángulo de inclinación del espejo $\theta_R(rad)$ con respecto al plano de incidencia normal del haz. En segundo lugar, para obtener la intensidad de cada haz, se hace uso de la expresión final de la intensidad de un haz en un interferómetro de Twyman - Green, dado matemáticamente por la ecuación 2.34, y se sustituyen los parámetros antes mencionados, obteniendo así 3 arreglos

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

unidimensionales de la intensidad de los patrones de interferencia $I_1(mW)$, $I_2(mW)$ e $I_3(mW)$, cada uno correspondiente a cada valor de la longitud de onda, y se normalizan.

Posteriormente, en una misma gráfica se muestran los patrones de interferencia como función de la diferencia de camino óptico. En otra gráfica, se muestra un perfil de la superposición de los patrones de interferencia, dado por la suma de los patrones individuales $I(mW) = I_1 + I_2 + I_3$, graficado contra la diferencia de camino óptico. Por último, se crea un arreglo RGB, donde cada uno de los 3 vectores de intensidad normalizados, se almacenan en la primer, segunda y tercera dimensión del arreglo. El arreglo RGB se muestra mediante el comando *imagesc*, obteniendo una imagen de un patrón de franjas de interferencia a color, formadas por la superposición de las intensidades, donde el color de cada pixel en la imagen se determina mediante la combinación de las intensidades de rojo, verde y azul, almacenadas en cada plano de color de la ubicación del pixel en el arreglo. El procedimiento descrito anteriormente se resume y representa gráficamente mediante el diagrama de flujo de la figura 4.1.

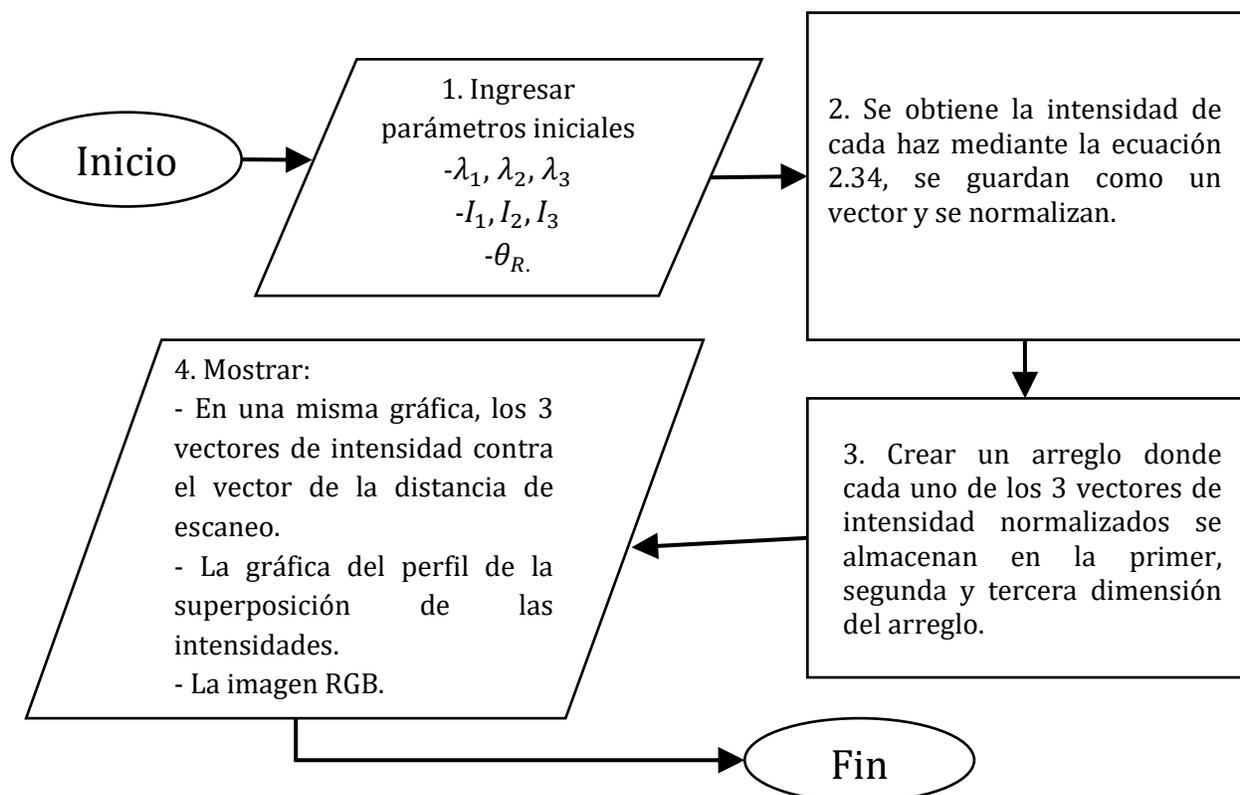


Figura 4.1 Diagrama de flujo del programa de la simulación del interferómetro de Twyman - Green con tres longitudes de onda.

4.1.2 Resultados

La primer simulación realizada consistió en considerar un solo un haz de luz con una longitud de onda de 470 nm , cuando el plano del espejo móvil del interferómetro de Twyman – Green tiene una muy ligera inclinación de 3×10^{-5} radianes respecto al plano normal de incidencia del haz en la dirección horizontal, lo que provoca una diferencia de camino óptico con valores de $z = -1.5 \mu\text{c}$ a $z = 1.5 \mu\text{c}$. Con estos parámetros se obtuvo la gráfica normalizada de la intensidad de un patrón de interferencia, que se muestra en la figura 4.2.

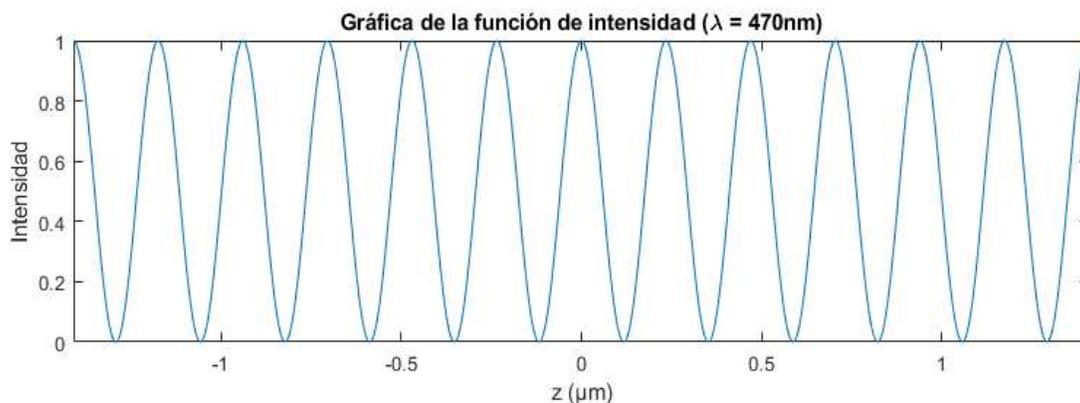


Figura 4.2 Gráfica del perfil de la intensidad de un patrón de interferencia en un interferómetro de Twyman – Green, con un haz de longitud de onda de 470 nm y una diferencia de camino óptico desde $z = -1.5 \mu\text{c}$ a $1.5 \mu\text{c}$.

En esta imagen se observa que la señal tiene un comportamiento cosenoidal, con una frecuencia muy pequeña debido a que la inclinación del espejo también es muy pequeña.

Mostrando las intensidades individuales de los patrones de interferencia de cada haz en una misma gráfica como función de z , como se muestra en la figura 4.3 a), se puede observar que, en el centro de la gráfica, alrededor de $z = 0$, los tres haces tienen aproximadamente la misma distribución de intensidad y varían entre ellas hacia los extremos de la gráfica.

Cuando se superponen uno o más haces de luz, sus campos individuales interfieren entre sí, y su intensidad resultante es un patrón de franjas de interferencia. En una segunda simulación se supusieron tres haces con diferente longitud de onda, convenientemente se usaron las longitudes de onda correspondientes a los tres colores básicos, rojo, verde y azul, los demás

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

parámetros se mantuvieron iguales. Se calcularon las intensidades para cada haz mediante la ecuación 2.34, después de normalizarlas se obtienen las gráficas mostradas en la figura 4.3 a). Para obtener una imagen del patrón de las franjas de interferencia de la superposición de los campos, el vector de intensidad de cada haz con dimensiones 1×1000 elementos, se almacena como un arreglo de dimensiones $1 \times 1000 \times 3$, conocido como arreglo RGB. En un arreglo RGB, cada componente de color es un valor entre 0 y 1. Un píxel cuyos componentes de color son (0,0,0) se muestra como color negro mientras que un píxel cuyos componentes de color son (1,1,1) se muestra como blanco y el color de los demás píxeles es determinado por la combinación de valores de los componentes del píxel (R,G,B) rojo, verde y azul, respectivamente. Para mostrar la imagen de color real RGB, se utiliza la función *image*. Así, la superposición de tres haces de luz de color rojo, verde y azul, es decir de longitudes de onda de 665 nm , 550 nm y 470 nm respectivamente, cuyos valores de intensidad de su patrón de interferencia son almacenados en un arreglo RGB, para producir una imagen de color real, que muestra las franjas de interferencia resultantes, como las que se verían experimentalmente con un haz colimado, las cuales se muestran en la figura 4.3 b).

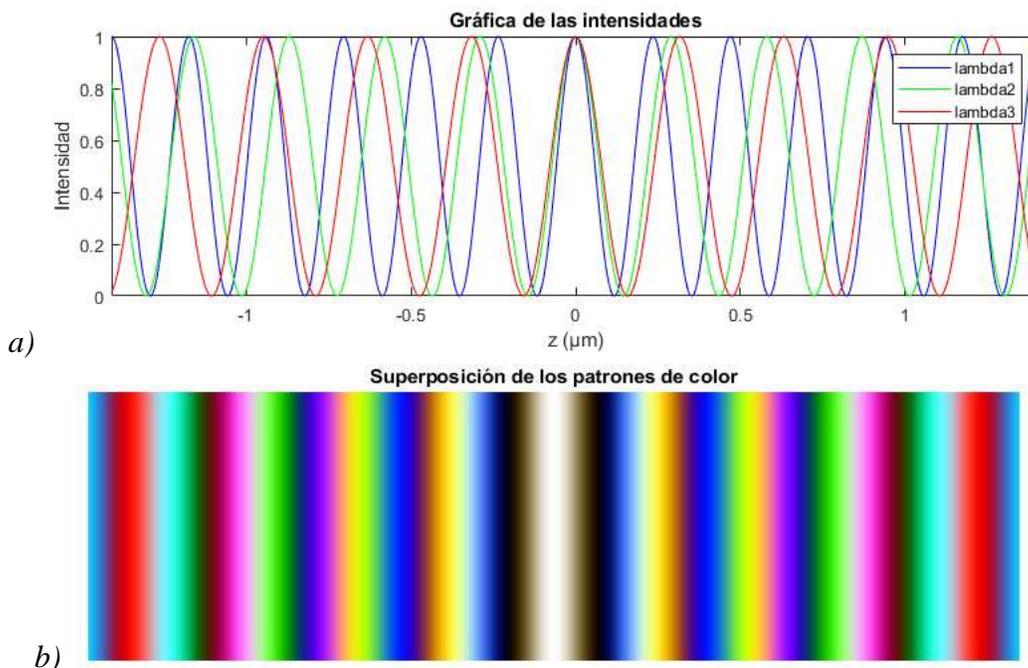


Figura 4.3 a) Gráfica de las 3 intensidades como función de la distancia z , en un interferómetro de Twyman - Green. Los valores de la longitud de onda de los haces son $\lambda_1 = 470 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 550 \text{ nm}$ y $\lambda_3 = 665 \text{ nm}$. b) Franjas de interferencia obtenidas de la superposición de los patrones de color de las intensidades.

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

En la figura 4.3 b) se puede observar que, exactamente en el centro del patrón de interferencia, donde las intensidades de los tres haces son iguales, se produce una franja de luz blanca y varía en color conforme las intensidades son diferentes. Si las longitudes de onda de los haces no son cercanos a las longitudes de onda del color azul, verde y rojo, no se obtendrá una imagen de color real en las franjas de interferencia.

En la figura 4.4 se presenta una gráfica de la suma de las intensidades individuales de los patrones de interferencia contra la diferencia de camino óptico, cuyo perfil muestra las distancias dentro del rango de la diferencia de camino óptico, debida a la inclinación del espejo, para las cuales se tiene mayor y menor intensidad resultante. Se puede ver que, respecto a la orientación del espejo, la distribución de la intensidad es simétrica, y que se obtiene el valor máximo de intensidad en el centro de la gráfica, cuando $z = 0$, que ocurre cuando uno de los rayos del haz incide exactamente en el centro del espejo.

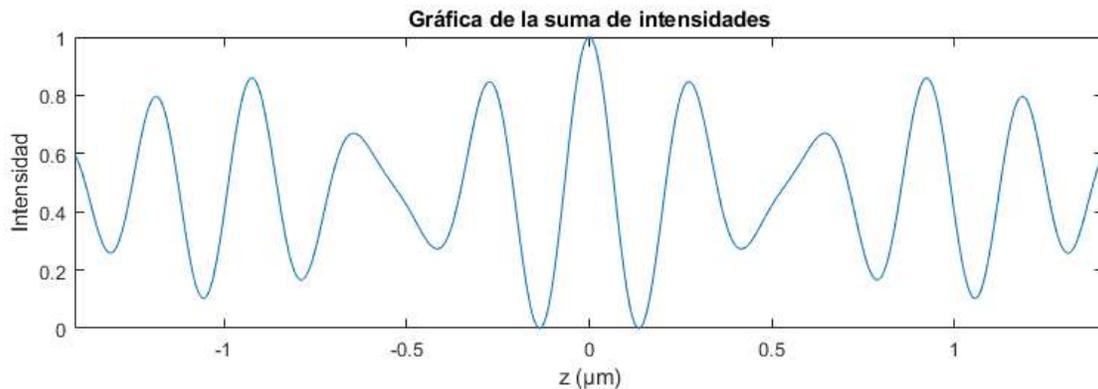


Figura 4.4 Gráfica de la suma de intensidades de los patrones de interferencia. Los valores de longitud de onda de los haces son $\lambda_1 = 470 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 550 \text{ nm}$ y $\lambda_3 = 665 \text{ nm}$.

Una vez finalizada la simulación descrita en esta sección se procedió a diseñar y programar una interfaz gráfica de usuario en la que se muestran los resultados anteriores y en la que es posible cambiar algunos de los parámetros, como los valores de las longitudes de onda de cada haz, de forma sencilla para cualquier persona que desee utilizar la simulación o que no esté familiarizada con el uso de códigos de programación.

4.1.3 Interfaz gráfica de usuario

La interfaz gráfica de usuario de la simulación del interferómetro de Twyman- Green para tres longitudes de onda, se realizó mediante el editor de diseño GUIDE (entorno de desarrollo de interfaces gráficas de usuario) de Matlab utilizando el código generado previamente con el cual se realizó la simulación. La interfaz de usuario consta de tres recuadros para entrada de texto de los parámetros iniciales, que en este caso son las longitudes de onda, un botón que realiza la simulación con los parámetros ingresados, y tres gráficas que muestran los resultados de la simulación, como se observa en la figura 4.5.

Al iniciar la interfaz, por default, aparecen los valores de las longitudes de onda 1, 2 y 3 de 470 nm , 550 nm y 665 nm , respectivamente; sin embargo, el usuario puede introducir los valores que desee de la longitud de onda de cada haz. Al pulsar el botón “mostrar” se realiza la simulación e inmediatamente se muestran: la gráfica de las intensidades de los tres patrones de interferencia como función de la distancia z , la imagen del patrón de las franjas de interferencia como se vería experimentalmente en el laboratorio (con un haz colimado), y la gráfica de la suma de intensidades de la suma de los patrones de interferencia. La interfaz permite visualizar y comparar de forma muy sencilla los resultados.

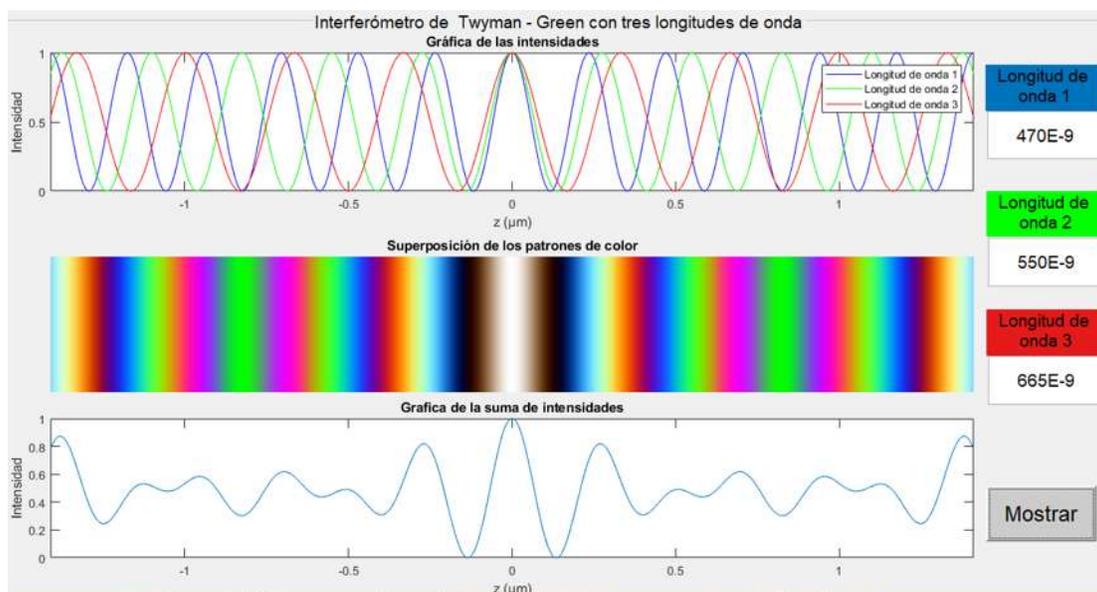


Figura 4.5 Interfaz gráfica de usuario de la simulación de un interferómetro de Twyman – Green con tres longitudes de onda.

Como caso particular, si el usuario ingresa los mismos valores de longitudes de onda para los tres haces, las tres intensidades resultantes serán iguales y la interfaz de usuario mostrará la misma gráfica de intensidades en los tres casos, con un patrón de franjas de interferencia de máximos y mínimos de intensidad, como se muestra en la figura 4.6.

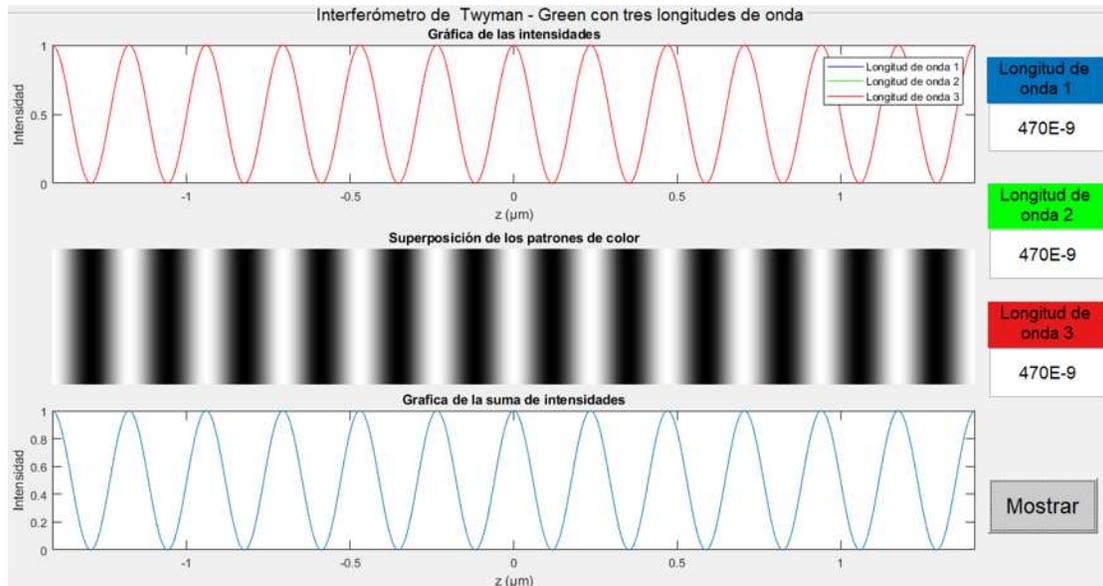


Figura 4.6 Interfaz gráfica de usuario de la simulación de un interferómetro de Twyman – Green, para el caso en el que las tres longitudes de onda de los haces son las mismas.

4.2 Simulación de un Sistema de Tomografía de Coherencia Óptica de dominio temporal

4.2.1 Metodología

En este programa se simula la señal de un sistema de tomografía de coherencia óptica en el dominio del tiempo aplicada a superficies hipotéticas. Por simplicidad, se supone que la fuente de luz del sistema tiene un espectro de emisión rectangular como el que se muestra en la figura 3.4. En primer lugar, se declaran las variables para los valores de la longitud de onda central λ de la fuente de luz, su ancho espectral $\Delta\lambda$ y su intensidad inicial I_0 . El objeto a analizar es una superficie reflectora e irregular. Para crear la superficie, mediante el comando *meshgrid()* se crea

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

una cuadrícula 2-D con coordenadas x-y uniformemente espaciadas en el intervalo $[-5, 5] \text{ mm}$, en el que se evalúa una función, cuyos valores se guardan en una matriz S de 280×280 elementos o píxeles y representan la altura de la superficie respecto a un plano. Se eligieron estos valores para optimizar la ejecución del programa. Después, la matriz S se normaliza para que la altura de la superficie en z sea de 1 mm , obteniendo así una muestra de dimensiones $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$.

Se generaron tres superficies muestra, llamadas “superficie 1”, “superficie 2” y “superficie 3”, para la superficie 1 se usó la función de un paraboloide que abre hacia la dirección negativa del eje z, dada por $z = -x^2 - y^2$, para la superficie 2 se usó la función *peaks* de Matlab la cual representa una superficie con picos máximos y mínimos, y para la superficie 3 se usó la función *sphere(279)* que representa una superficie irregular, las tres superficies se muestran en la figura 4.7. De las tres superficies generadas, se puede seleccionar alguna a la cual se le aplicará la técnica de OCT. Para el propósito de la simulación en esta sección, se usó la superficie 3, la cual se muestra en la figura 4.7 c), se definió el valor de longitud de onda central de la fuente como $\lambda = 850 \text{ nm}$, su ancho espectral $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$ y su intensidad inicial $I_0 = 1 \text{ mW}$.

Posteriormente, se define la distancia de escaneo z_{scan} como un conjunto de 280 elementos espaciados linealmente en un intervalo de 0 a 1 mm almacenados en un arreglo unidimensional, que representa la distancia de desplazamiento del espejo de referencia. En el sistema TD-OCT, debido al desplazamiento del espejo y a la altura de la superficie muestra, la luz viaja en una trayectoria, cuya diferencia de camino óptico es la diferencia entre la distancia de escaneo y la altura de la superficie muestra, cuyos valores se guardaron en la matriz S, esto es, $DCO = z_{scan} - S(x, y)$, donde $S(x, y)$ es la altura de la superficie S en el eje z, correspondiente a un punto (x, y) .

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

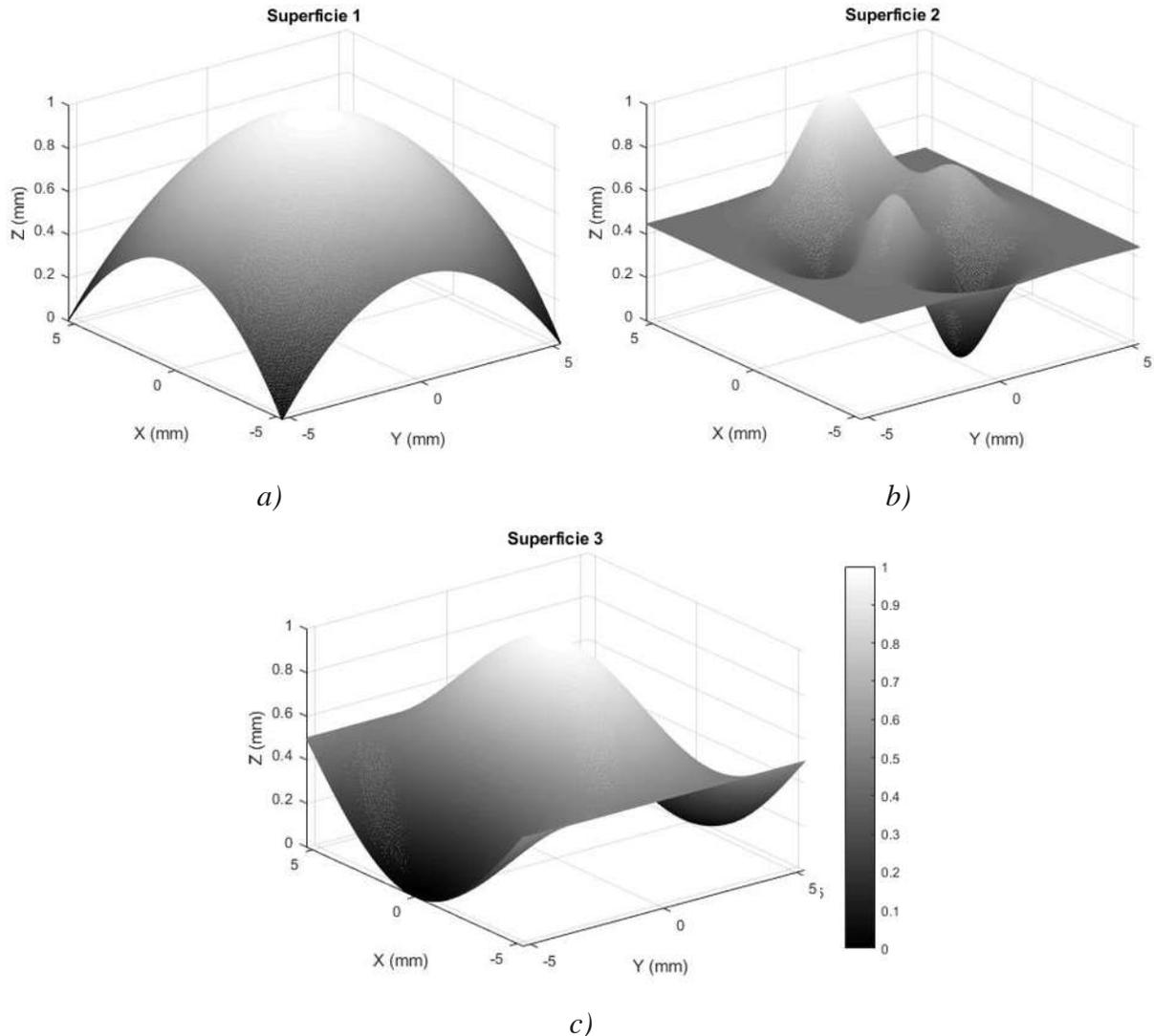


Figura 4.7 Superficies muestra. a) Superficie 1 dada por $z = -x^2 - y^2$. b) Superficie 2 dada por la función *peaks*. c) Superficie 3 dada por la función *sphere(279)*. Las superficies fueron graficadas con el comando *mesh*, y sus dimensiones son $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$.

A continuación, se procede a hacer los escaneos axiales a cada elemento de la matriz de la superficie muestra. Los escaneos se hacen haciendo uso de la ecuación 3.5, la cual representa la expresión matemática de la intensidad de un TD-OCT (con fuente de luz de espectro rectangular), en la que se sustituye la variable z por la diferencia de camino óptico, quedando así la intensidad como una función que depende de la distancia de escaneo. Considerando un solo punto de la superficie, y realizando el escaneo axial, se obtiene una señal de intensidad como la que se muestra en la figura 4.8.

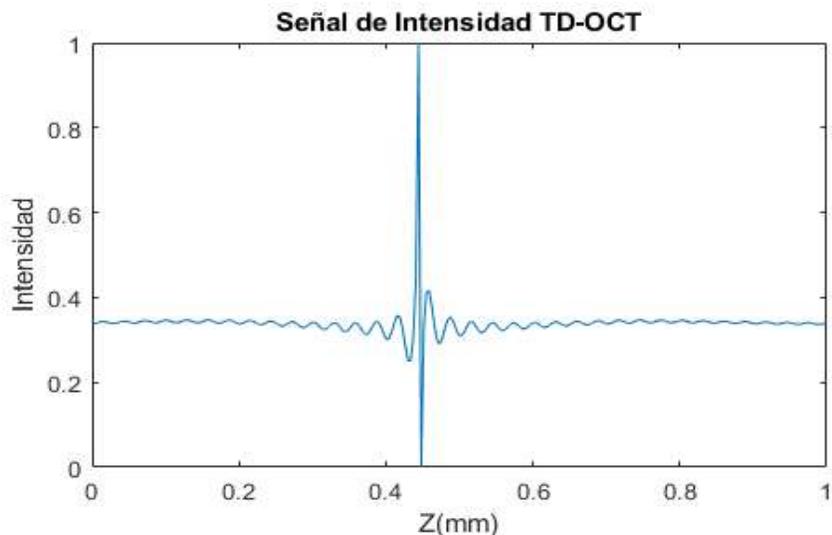


Figura 4.8 Escaneo axial obtenido para un punto en la superficie 3.

Así mismo, el escaneo axial y el cálculo de la diferencia de camino óptico se realiza para cada punto de la superficie, por lo que la ecuación de la intensidad, se anida en dos ciclos *for*, los cuales realizan un barrido para escanear axialmente cada punto (x, y) de la superficie muestra, representados por cada uno de los elementos de cada fila y columna de la matriz S. Cada escaneo axial realizado proporciona una señal de intensidad, la cual tomará el valor máximo de intensidad cuando el desplazamiento del espejo de referencia coincida con la altura de la superficie en cada punto; esto es, cuando la diferencia de camino óptico sea cero. Dentro de los ciclos, conforme se obtiene la señal de intensidad también se obtiene su envolvente superior, la cual posteriormente se normaliza. En la figura 4.9 se muestra la gráfica de la señal de intensidad y su envolvente.

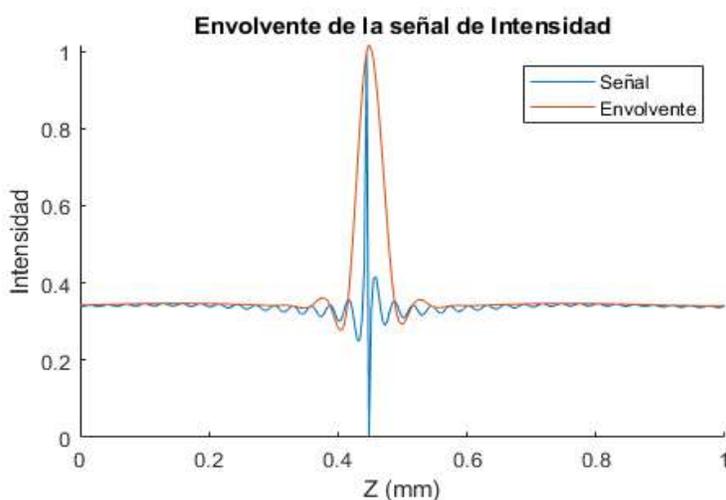


Figura 4.9 Señal de intensidad y su envolvente superior.

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

La envolvente de una señal se puede obtener mediante el siguiente procedimiento:

1. Obtener la transformada de Fourier en 1-D del vector de la señal.
2. Aplicar un filtro pasa bajas a la transformada de Fourier de la señal.
3. Obtener la transformada inversa de Fourier de la transformada filtrada.

En el programa se usó el comando *envelope* debido a que se obtienen mejores resultados y la ejecución del programa es más rápida. Una vez obtenida la envolvente de la señal de cada vector de intensidad, se normaliza y los vectores se guardan en una matriz tridimensional de dimensiones $280 \times 280 \times 280$, la cual representa la información en profundidad de la superficie muestra, donde cada vector columna representa un A-scan, que posteriormente será usada para mostrar las imágenes tomográficas B-scan y C-scan.

El procedimiento descrito anteriormente se resume y representa gráficamente mediante el diagrama de flujo en la figura 4.10.

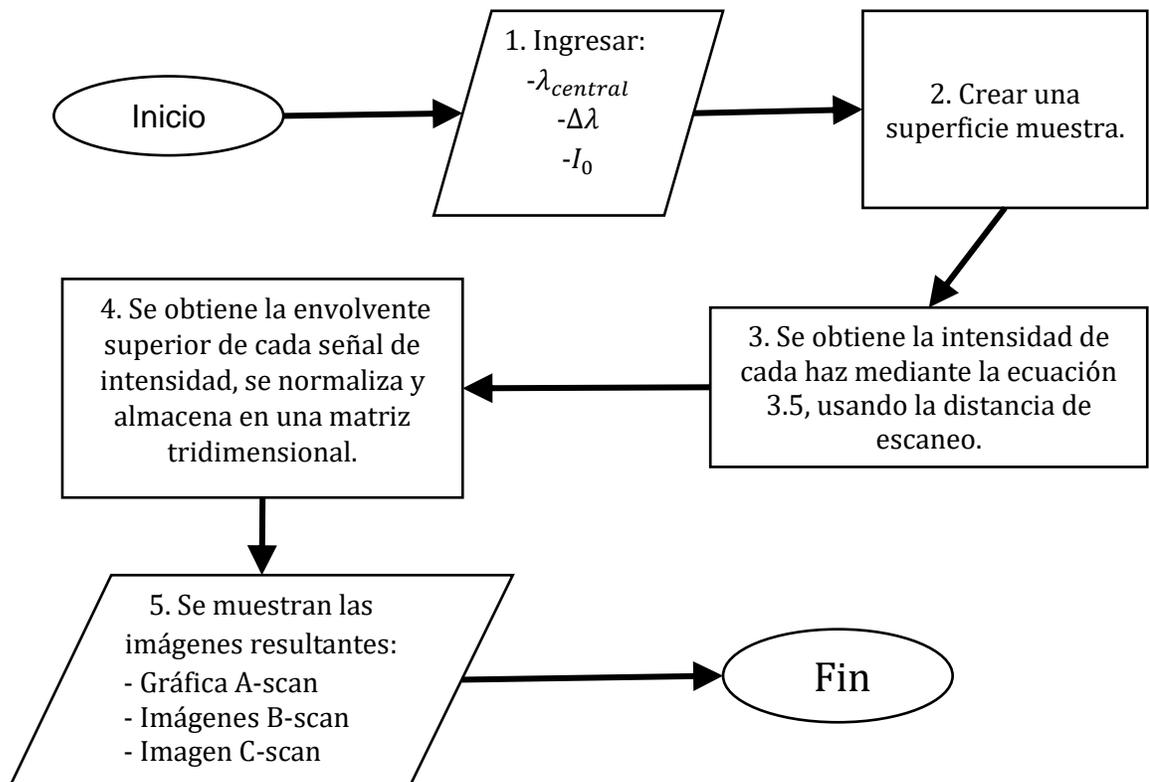


Figura 4.10 Diagrama de flujo del procedimiento seguido en la simulación del TD-OCT.

4.2.2 Resultados

4.2.2.1 Imágenes B-scan

Para visualizar las imágenes tomográficas B-scan, ya que se tiene la matriz tridimensional que contiene la información volumétrica de la superficie muestra, se debe dejar fijo un elemento en alguna de las dimensiones de la matriz correspondiente a un valor sobre alguno de los ejes X , Y o Z , y mostrar los datos de las otras dos dimensiones, de esta forma se obtiene un matriz bidimensional de 280×280 correspondiente a una imagen tomográfica B-scan. Debido a que los datos fueron normalizados, la imagen se puede visualizar en una escala de grises, mediante el comando *imagesc*. En la figura 4.11 y 4.12 se muestran las imágenes tomográficas B-scan de la sección transversal de la muestra *a*) en el plano XZ con el valor de Y variando de 1 a 10 mm ($Y = 1 - 10$ mm), *b*) en el plano XY con Z variando de 0.1 a 1 mm ($Z = 0.1 - 1$ mm), y *c*) en el plano YZ con X variando de 1 a 10 mm ($X = 1 - 10$ mm). El valor de la longitud de onda central utilizada fue $\lambda = 850$ nm y su ancho de banda espectral $\Delta\lambda = 100$ nm.

En las imágenes tomográficas presentadas en la figura 4.11 y 4.12, se pueden ver las secciones transversales de la superficie muestra a lo largo de las tres direcciones, permitiendo visualizar y estudiar su estructura interna. Estas imágenes son muy importantes en las áreas de medicina y biología, ya que permiten explorar internamente muestras como lo son tejidos, diagnosticar y estudiar el progreso de enfermedades, así como en otras ciencias, como en la de materiales, ya que es posible obtener información de la estructura interna de algunos materiales.

En la figura 4.13 se muestra una comparación entre dos imágenes tomográficas B-scan, cuando el ancho de banda es angosto $\Delta\lambda = 10$ nm y cuando es amplio $\Delta\lambda = 100$ nm. Se puede ver que, tal y como se mencionó en la teoría, cuanto más amplio sea el ancho de banda del espectro de la fuente de luz, su longitud de coherencia, es más corta, y por lo tanto, la línea que representa la superficie es más fina; en cambio, cuanto más angosto sea el ancho de banda, su longitud de coherencia es más larga y la línea que representa la superficie es más gruesa. Si se agrupan en orden varias imágenes tomográficas B-scan se puede obtener una imagen en tres dimensiones llamada C-scan, que representa la información volumétrica de la muestra.

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

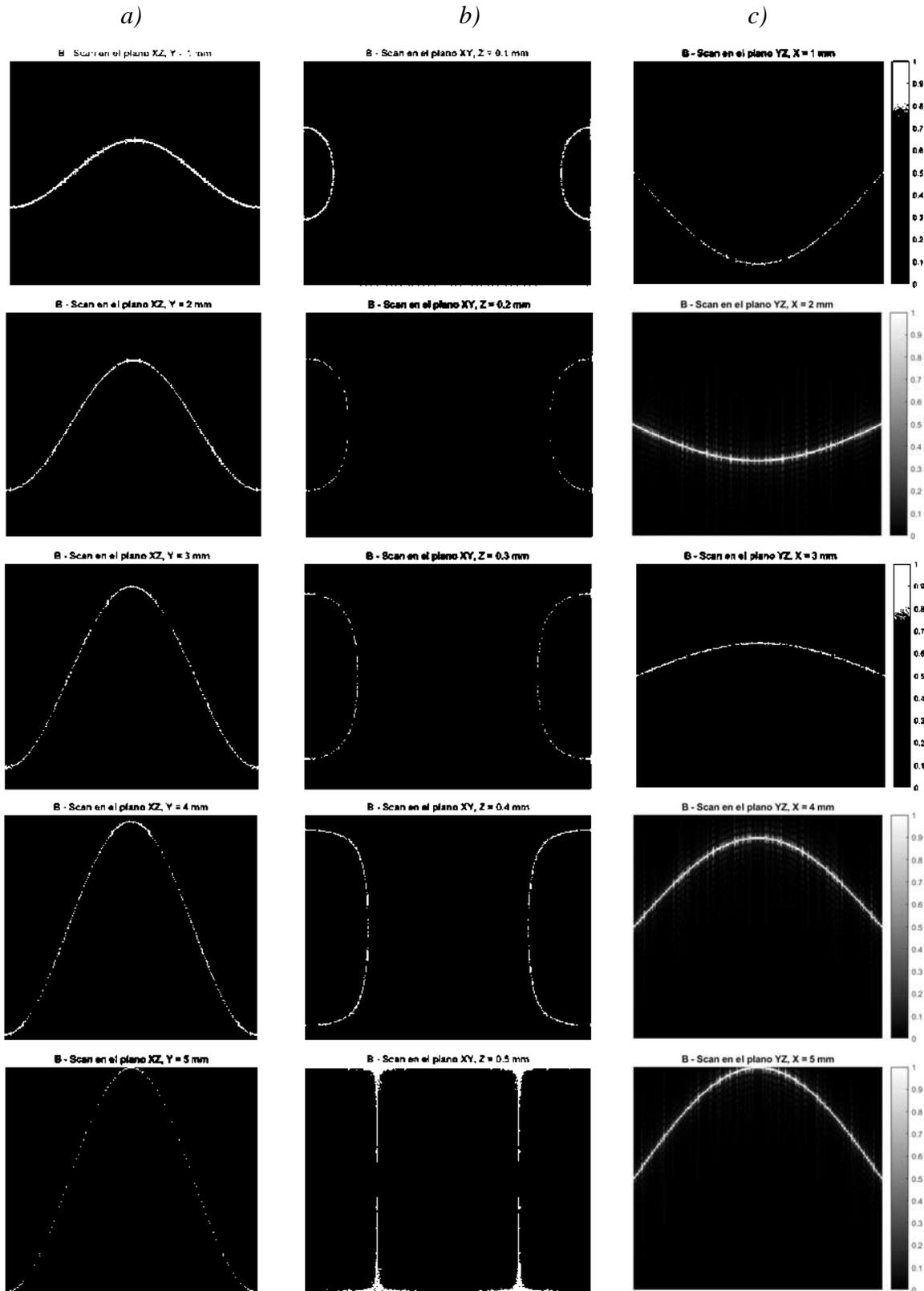


Figura 4.11 Imágenes tomográficas B-scan de la sección transversal de la superficie muestra, a) en el plano XZ, $Y = 1 - 5$ mm, b) en el plano XY, $Z = 0.1 - 0.5$ mm, c) en el plano YZ, $X = 1 - 5$ mm, para los valores de $\lambda = 850$ nm y $\Delta\lambda = 100$ nm.

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

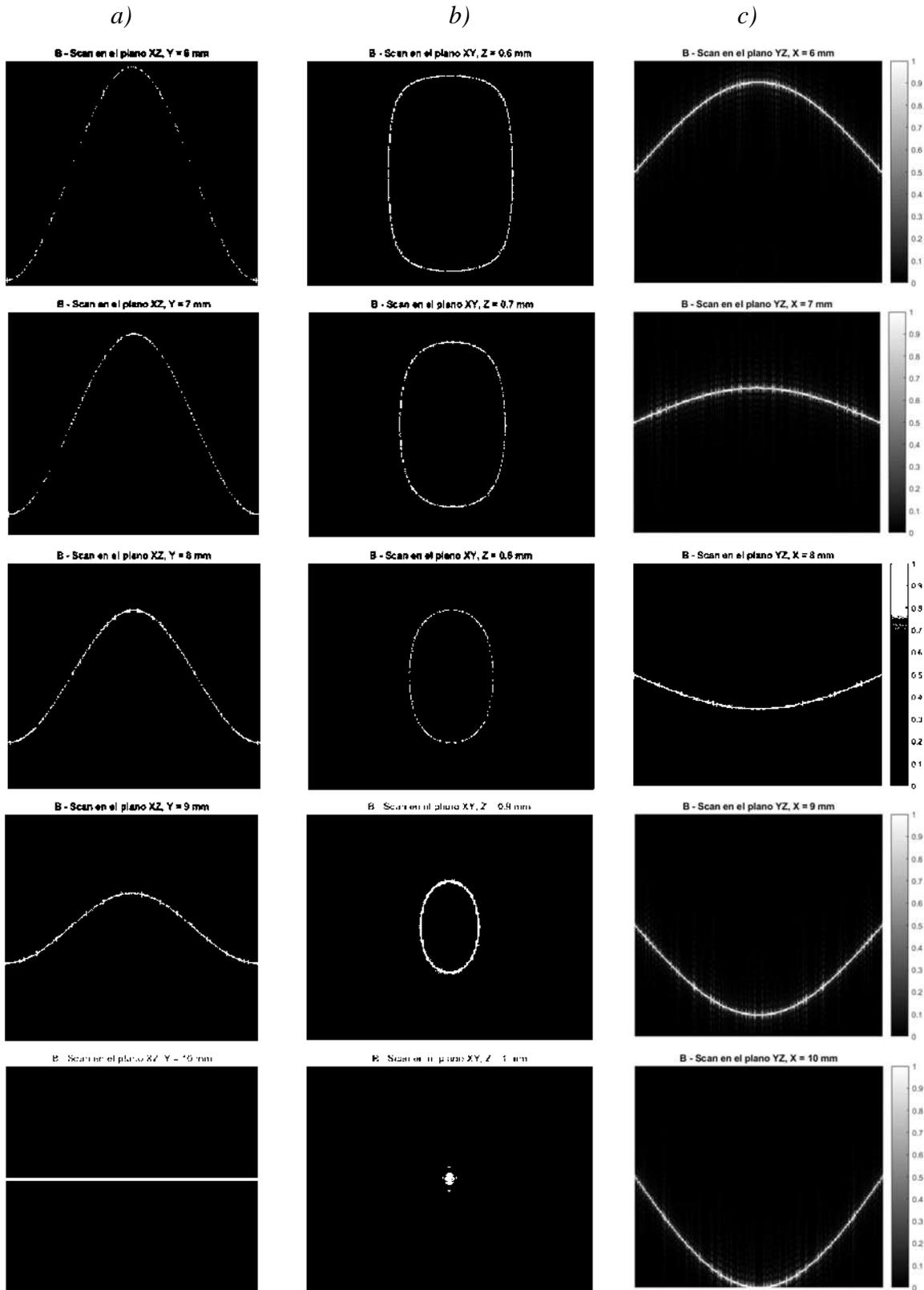


Figura 4.12 Imágenes tomográficas B-scan de la sección transversal de la superficie muestra, a) en el plano XZ, $Y = 6 - 10$ mm, b) en el plano XY, $Z = 0.6 - 1$ mm, c) en el plano YZ, $X = 6 - 10$ mm, para los valores de $\lambda = 850$ nm y $\Delta\lambda = 100$ nm.

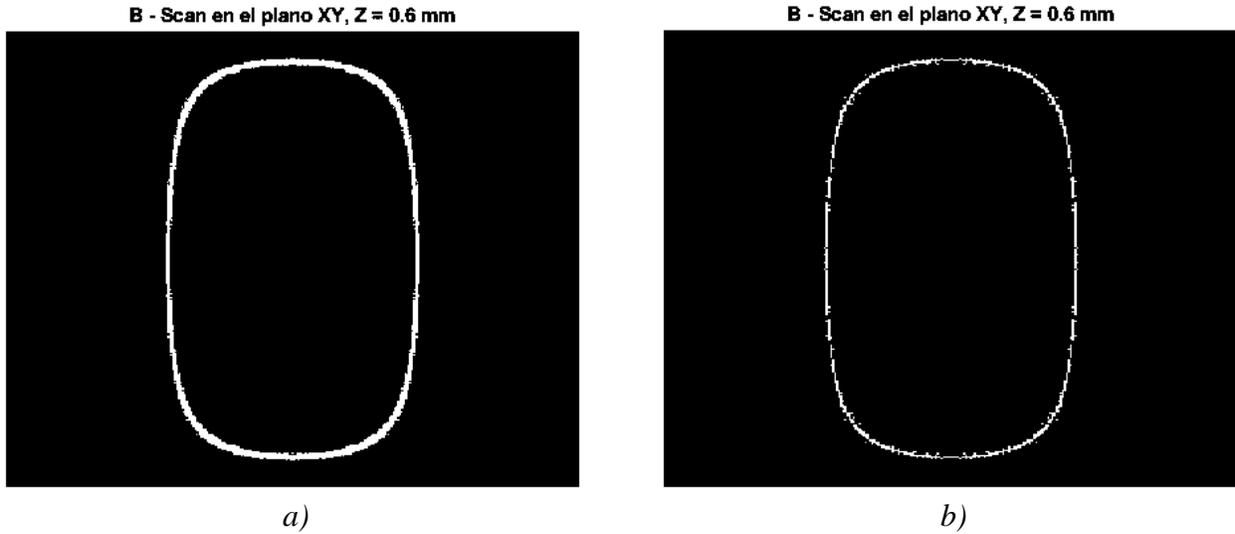


Figura 4.13 Comparación entre dos imágenes tomográficas B-scan en el plano XY, a la profundidad de $z = 0.6 \text{ mm}$, con longitud de onda central $\lambda = 850 \text{ nm}$. a) Con ancho de banda angosto $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ y b) con ancho de banda amplio $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$.

4.2.2.2 Imágenes C-scan

Varias imágenes tomográficas B-scan pueden ser agrupadas en una misma gráfica conformando una imagen C-scan y así poder ver la información tridimensional de la muestra. Para mostrar los datos volumétricos de la matriz tridimensional se utilizó el comando *slice*, que permite realizar cortes transversales a una matriz tridimensional y mostrarlos en una gráfica 3D. En la figura 4.14 a) se presenta la superficie muestra utilizada para la simulación. La figura 4.14 b), representa las curvas de nivel, las figuras 4.14 c) y d) son cortes transversales de la muestra en los planos YZ y XZ respectivamente, construidas a partir de 10 imágenes.

Las imágenes C-scan son importantes ya que permiten reconstruir la superficie del tejido en tres dimensiones, haciendo posible estudiarla y analizarla en conjunto, así como visualizarla desde distintas rotaciones.

Finalmente, se programó una interfaz gráfica de usuario para presentar de una manera sencilla todos los resultados mostrados en la simulación del sistema TD-OCT y así poder modificar fácilmente los parámetros principales de la teoría, como lo son la longitud de onda central de la fuente de luz y su ancho espectral.

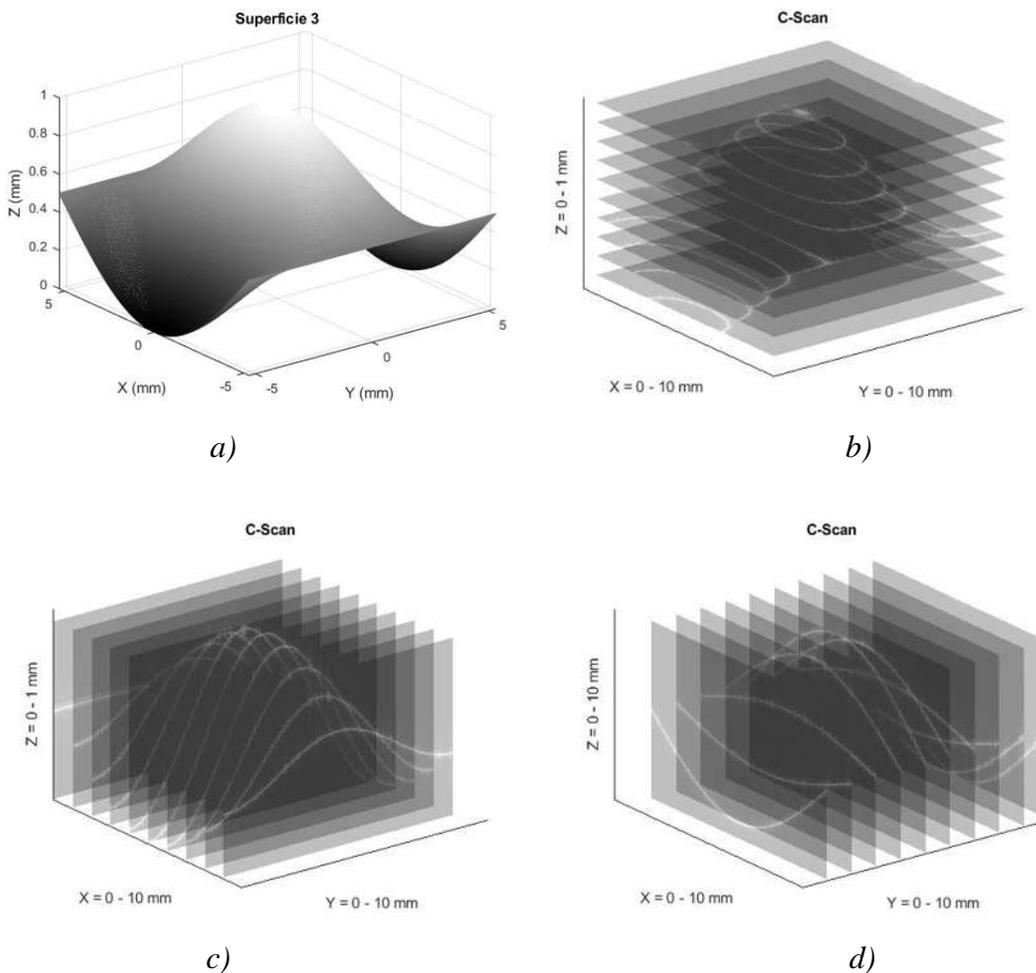


Figura 4.14 a) Imagen C-scan creada a partir de 10 imágenes tomográficas de la superficie de muestra, para los valores de longitud de onda central $\lambda = 850\text{nm}$ y $\Delta\lambda = 10\text{nm}$. b) A lo largo del eje Z, c) a lo largo del eje X y d) A lo largo del eje Y.

4.2.3 Interfaz gráfica de usuario

La interfaz gráfica de usuario de la simulación del sistema TD-OCT, también se realizó con el editor de diseño GUIDE de Matlab. La interfaz gráfica contiene una lista desplegable para que el usuario pueda seleccionar alguna superficie de las tres posibles, con cuatro recuadros de entrada de texto, dos para introducir los valores de la longitud de onda central y el ancho de banda del espectro de la fuente de luz, y los restantes permiten introducir el número de imágenes B-scan que aparecerán en la simulación, así como el tiempo de pausa entre cada imagen, que se mostrarán en pantalla.

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

La técnica se simula con un escaneo axial de 1 mm de profundidad en superficies de 10 mm por 10 mm de área y altura máxima de 1 mm, se puede seleccionar alguna de las tres superficies mostradas en la figura 4.7. Para mostrar la gráfica de la superficie seleccionada, la gráfica del escaneo axial y las imágenes tomográficas de la sección transversal frontal y lateral se agregó un botón para cada caso. Por default, al iniciar la interfaz aparecen los valores de 850 nm para la longitud de onda central de la fuente y 180 nm de ancho espectral, con tiempo de pausa de 10 segundos entre cada imagen B-scan y una cantidad de 10 imágenes, como se muestra en la figura 4.15; sin embargo, el usuario puede introducir nuevos valores.

Para presentar de una forma más sencilla e intuitiva el funcionamiento de la técnica, la interfaz permite visualizar: la gráfica del A-scan que muestra la envolvente superior de la señal, obtenida durante el escaneo a través de una fila de puntos de la superficie muestra, las imágenes tomográficas B-scan de la superficie muestra, en los tres planos bidimensionales XY, XZ y YZ, e inmediatamente se muestran en su posición correspondiente en la imagen C-scan, según avanza al escaneo transversal a través de la superficie. Esto permite comparar los distintos escaneos tomográficos y observar la superficie muestra desde distintas perspectivas como se puede ver en la figura 4.16, logrando así cumplir con los objetivos del trabajo.

CAPÍTULO 4 – METODOLOGÍA Y RESULTADOS

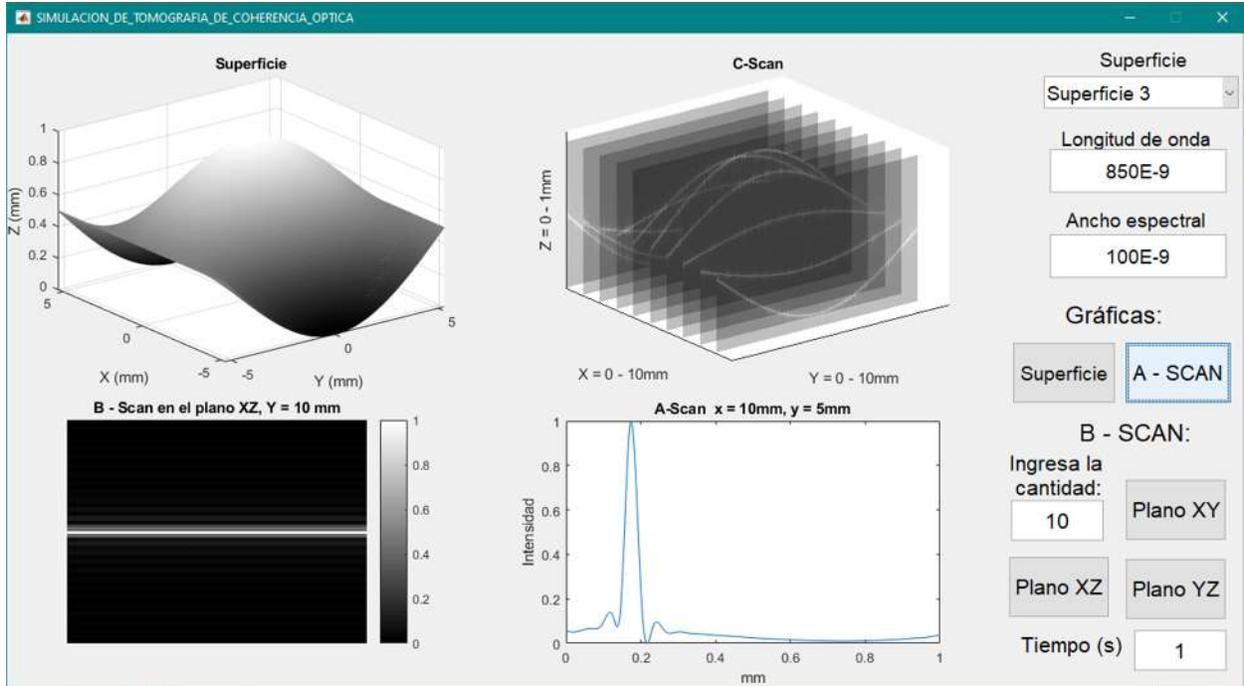


Figura 4.15 Interfaz gráfica de usuario de la simulación de un sistema de Tomografía de Coherencia Óptica de dominio temporal.

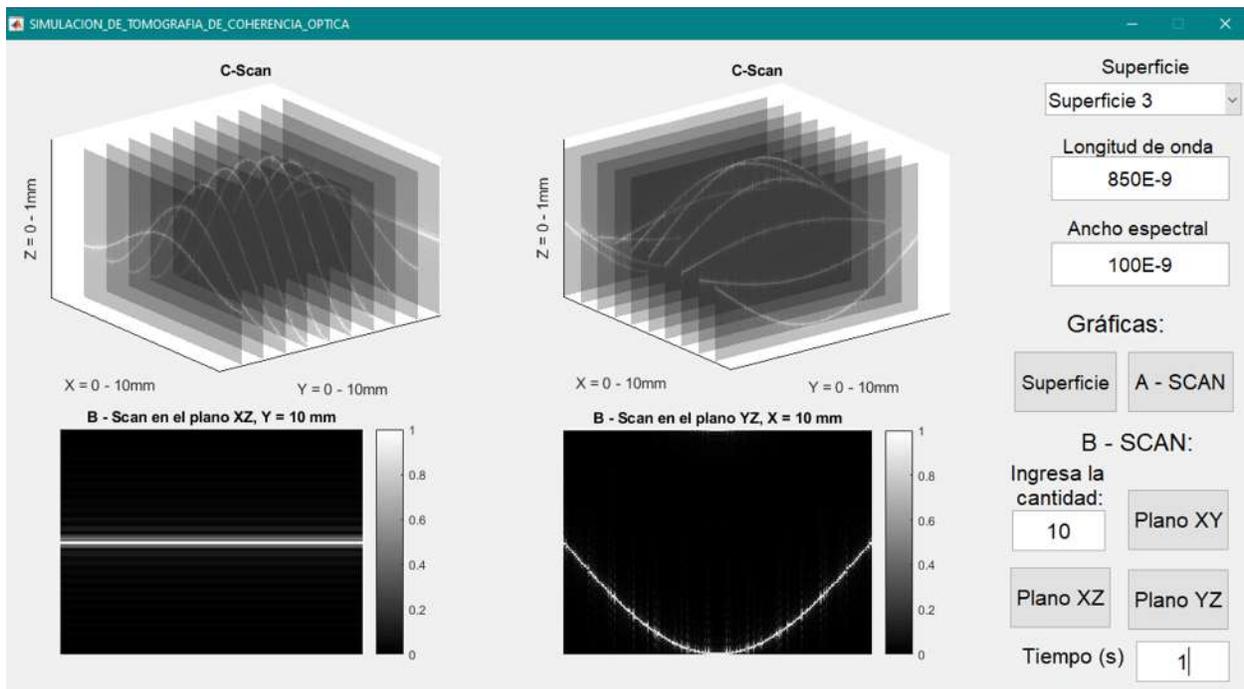


Figura 4.16 Comparación de las imágenes C-scan en la interfaz gráfica.

Capítulo 5

Conclusiones

Se logró simular el patrón de franjas de interferencia de la superposición de 3 haces de luz de diferente longitud de onda en un interferómetro de Twyman – Green, se creó una interfaz gráfica que permite introducir los valores de las longitudes de onda de los haces y mostrar los resultados obtenidos en la simulación. Se comprobó que la combinación de las intensidades de haces de luz con longitudes de onda correspondientes a luz azul, verde y roja, producen luz blanca en la franja central del patrón de interferencia, donde las intensidades de los tres haces son las mismas y las demás franjas varían en color conforme las intensidades son diferentes.

Se logró simular la técnica de tomografía de coherencia óptica de dominio temporal cuando la fuente de luz tiene un espectro de emisión rectangular y se aplicó a una superficie muestra hipotética. Se obtuvieron resultados adecuados para el escaneo axial, transversal y longitudinal, lo que permitió obtener imágenes tomográficas de la superficie muestra con una resolución aceptable. Si bien la resolución en píxeles de las imágenes se puede aumentar, la limitante principal de simular la técnica con una mayor cantidad de píxeles, es que se utiliza una matriz tridimensional para almacenar la información volumétrica de la muestra, de forma que, cuánto más grande la matriz, la ejecución del programa requiere más tiempo por la cantidad de operaciones que debe realizar.

También se creó una interfaz gráfica de usuario que permite ingresar los valores de los parámetros involucrados en la simulación de la técnica TD-OCT, tales como la longitud de onda de la fuente de luz y el ancho de su espectro, entre otros. Los resultados obtenidos se simulan de manera óptima y sencilla en la interfaz.

En trabajos posteriores, para mejorar los resultados presentados y hacer más realista la simulación, se podría implementar la expresión de la intensidad obtenida en el sistema de Tomografía de Coherencia Óptica de dominio temporal (TD-OCT), para el caso cuando el espectro de la fuente de luz tiene forma gaussiana. También se podría aumentar el número de las

CAPÍTULO 5 – CONCLUSIONES

superficies internas de la muestra con diferentes reflectividades, así como simular otros sistemas de tomografía de coherencia óptica, como el de dominio espectral (SD-OCT) y de fuente de barrido (SS-OCT), para hacer una comparación de los resultados obtenidos al aplicar estas técnicas a la misma superficie.

Referencias

- [1] Drexler, W., & Fujimoto, J. G. (Eds.). (2015). Optical coherence tomography: technology and applications. Springer Science & Business Media.
- [2] B. E., Tearney G. J. (2002). Handbook of optical coherence tomography. Nueva York: Marcel Dekker, Inc.
- [3] Brezinski, M. E. (2006). Optical coherence tomography: principles and applications. Elsevier.
- [4] Huang, D., Swanson, E. A., Lin, C. P., Schuman, J. S., Stinson, W. G., Chang, W., Hee, M. R., Flotte, T., Gregory, H., Puliafito, C. A. & Fujimoto, J. G (1991). Optical coherence tomography. *Science*, 254(5035), 1178-1181.
- [5] A. F. Fercher, C. K. Hitzenberger, G. Kamp, and S. Y. Elzaiat, Measurement of Intraocular Distances by Backscattering Spectral Interferometry, *Opt. Commun.* **117**(1-2), 43–48 (1995).
- [6] G. Häusler and M. W. Lindner, “Coherence Radar and Spectral Radar - new tools for dermatological diagnosis,” *J. Biomed. Opt.* **3**(1), 21–31 (1998).
- [7] De Boer, J. F., Leitgeb, R., & Wojtkowski, M. (2017). Twenty-five years of optical coherence tomography: the paradigm shift in sensitivity and speed provided by Fourier domain OCT. *Biomedical optics express*, 8(7), 3248-3280.
- [8] Chinn, S. R., Swanson, E. A., & Fujimoto, J. G. (1997). Optical coherence tomography using a frequency-tunable optical source. *Optics letters*, 22(5), 340-342.
- [9] Optical Coherence Tomography News. (Consultado en junio del 2021). “Some Historical Statistics of Academic Publications in the Field of Optical Coherence Tomography”. Disponible en: <http://www.octnews.org/articles/4061333/some-historical-statistics-of-academic-publication/>.
- [10] Swanson, E. A., & Fujimoto, J. G. (2017). The ecosystem that powered the translation of OCT from fundamental research to clinical and commercial impact. *Biomedical optics express*, 8(3), 1638-1664.
- [11] Drexler, W., Liu, M., Kumar, A., Kamali, T., Unterhuber, A., & Leitgeb, R. A. (2014). Optical coherence tomography today: speed, contrast, and multimodality. *Journal of biomedical optics*, 19(7), 071412.

REFERENCIAS

[12] Hecht, E. (2000). Óptica. Adelphi University. Versión española publicada originalmente en inglés por Addison-W. Publishing Company de Readins, Massachussets, EUA.

[13] Malacara, D. (2015). Óptica básica. Fondo de cultura económica.

[14] Mejía Barbosa, Y. (2011). El frente de onda y su representación con polinomios de Zernike. Ciencia y Tecnología para la Salud Visual y Ocular, 9(2), 145-166.

[15] Vazquez, C. (2005). Análisis de la oximetría de pulso para su aplicación en la detección de actividad cerebral [Tesis de maestría, Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.]. Repositorio CIO.

[16] THORLABS. (Consultado en abril del 2021). “Superluminescent Diode (SLD) Light Sources for OCT Systems”.

Disponible en: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_ID=3753