



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
ESCUELA SUPERIOR DE INGENIERÍA MECÁNICA Y ELÉCTRICA
SECCIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO E INVESTIGACIÓN

**“CARACTERIZACIÓN DEL ESPESOR DE PELÍCULAS DELGADAS
DE NANOPARTÍCULAS DE ORO EMBEBIDAS EN TiO₂ SOBRE
PRÓTESIS DE TITANIO MEDIANTE INTERFEROMETRÍA LÁSER”**

TESIS PROFESIONAL

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA INGENIERÍA
MECANICA CON ESPECIALIDAD EN
DISEÑO MECÁNICO**

PRESENTA:

ING. CARLOS ALFONSO MENDOZA BASILIO

DIRIGIDA POR:

DR. CARLOS TORRES TORRES
DR. GUILLERMO URRIOLAGOITIA SOSA





INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

SIP-14 BIS

ACTA DE REVISIÓN DE TESIS

En la Ciudad de México, D. F. siendo las 13:00 horas del día 16 del mes de Junio del 2011 se reunieron los miembros de la Comisión Revisora de Tesis designada por el Colegio de Profesores de Estudios de Posgrado e Investigación de E. S. I. M. E. para examinar la tesis titulada:

"CARACTERIZACIÓN DEL ESPESOR DE PELÍCULAS DELGADAS DE NANOPARTÍCULAS DE DE ORO EMBEBIDAS TiO2 SOBRE PRÓTESIS DE TITANIO MEDIANTE INTERFEROMETRÍA LÁSER".

Presentada por el alumno:

MENDOZA

Apellido paterno

BASILIO

Apellido materno

CARLOS ALFONSO

Nombre (s)

Con registro:

A	0	9	0	6	3	2
---	---	---	---	---	---	---

aspirante de:

MAESTRO EN CIENCIAS EN INGENIERIA MECÁNICA

Después de intercambiar opiniones los miembros de la Comisión manifestaron **SU APROBACIÓN DE LA TESIS**, en virtud de que satisface los requisitos señalados por las disposiciones reglamentarias vigentes.

LA COMISION REVISORA

Directores de tesis

DR. CARLOS TORRES TORRES

Presidente

DR. GUILLERMO URRILAGOITIA SOSA

Segundo Vocal

DR. GUILLERMO MANUEL URRILAGOITIA CALERÓN

Tercer Vocal

DR. GUILLERMO URRILAGOITIA SOSA

Secretario

DR. CHRISTOPHER RENE TORRES SAN MIGUEL

DR. LUIS HÉCTOR HERNÁNDEZ GÓMEZ

EL PRESIDENTE DEL COLEGIO

DR. JAIME ROBLES GARCÍA





INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

CARTA CESIÓN DE DERECHOS

En la Ciudad de México, D.F. el día 24 del mes de Junio del año 2011, el que suscribe **Ing. Carlos Alfonso Mendoza Basilio**, alumno del Programa de **Maestría en Ciencias de la Ingeniería Mecánica con Opción Diseño**, con número de registro **A090632**, adscrito a la Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica Unidad Zacatenco, manifiesta que es autor intelectual del presente trabajo de Tesis bajo la dirección de **Dr. Carlos Torres Torres** y **Dr. Guillermo Urriolagoitia Sosa** y **NO cede** los derechos del trabajo titulado *“Caracterización del espesor de películas delgadas de nanopartículas de oro embebidas en TiO₂ sobre prótesis de titanio mediante interferometría láser”*, al Instituto Politécnico Nacional para su difusión, con fines académicos y de investigación.

Los usuarios de la información no deben reproducir el contenido textual, gráficas o datos del trabajo sin el permiso expreso del autor y/o director del trabajo. Este puede ser obtenido escribiendo a la siguiente dirección **cmendozab0902@alumno.ipn.mx**. Si el permiso se otorga, el usuario deberá dar el agradecimiento correspondiente y citar la fuente del mismo.

Ing. Carlos Alfonso Mendoza Basilio

RESUMEN

En esta investigación se emplean los principios de la óptica ondulatoria para estudiar una estructura biomecánica recubierta con un material nanoestructurado.

Se estudió una película delgada de dióxido de titanio con nanopartículas de oro embebidas y depositadas por la técnica sol-gel sobre una prótesis de titanio. Para la determinación de su espesor se desarrolló en este trabajo un interferómetro tipo *Michelson*, el cual genera la superposición de dos haces provenientes de la misma fuente luminosa para efectuar la medición. La interferencia de haces de luz en este interferómetro origina un patrón de anillos o de franjas, que responden a cambios en el camino óptico de los haces. De esta cualidad resulta que éste sea un dispositivo de alta precisión, dado que trabaja con longitudes de onda de la luz empleada como patrón de medida.

El dispositivo desarrollado en este trabajo, presenta la suficiente rigidez para mantener la pieza en su posición, sin que ésta presente desviaciones considerables en su desplazamiento, además de tener la capacidad de dimensionar películas delgadas sobre piezas que resultan demasiado robustas para llevarlas a cabo en otros dispositivos, como en un microscopio de fuerza atómica.

Para la manufactura del mecanismo, inicialmente se implementaron varios prototipos hasta llegar a un diseño preliminar. Se emplearon herramientas de diseño asistido por computadora (CAD) para realizar el modelado del dispositivo, y seguidamente se maquinaron y ensamblaron las piezas del diseño final del interferómetro.

La evaluación del sistema interferométrico permitió conocer las posibilidades de aplicación en otros tipos de análisis y/o caracterización de superficies. El dispositivo trabajando con una fuente de luz de 488 nanómetros de longitud de onda, muestra la capacidad de identificar la morfología de superficies con una precisión de ± 244 nanómetros, sobre caras metálicas planas con alta reflectividad, como las prótesis de titanio.

ABSTRACT

In this research the principles of wave optics are used to study a biomechanical structure coated with a nanostructured material.

Thin films of titanium dioxide embedded with gold nanoparticles and deposited by sol-gel on a titanium prosthesis were studied. For the determination of its thickness, a *Michelson* interferometer is developed, which generates two overlapping beams from the same light source to make the measurement. The light beam interference creates a rings or bands pattern which responds to changes in the optical path of the beams. From this quality results that this is a high-precision device, since it works with wavelengths light used as a measurement standard.

The device developed in this work, presents the sufficient rigidity to keep the piece in a position, without the presence significant deviations in its displacement, besides having the capability to measure thin films on pieces that are too robust to put into other devices, such as an atomic force microscopy.

In the manufacture of the mechanism, at the beginning were implemented several prototypes until get a preliminary design. For the modeling were used tools as computer-aided design (CAD) for the device modeling, and then machined and assembled to shape the pieces of the final design of the interferometer.

The interferometer system evaluation allowed us the possibilities of application in another kind of analysis and/or characterization of surfaces. The device works with a 488 nanometer wavelength laser light, which shows the ability to identify the morphology of surfaces with an accuracy of ± 244 nm on metallic flat faces with high reflectivity such as titanium prosthesis.

AGRADECIMIENTOS

A CONACYT, por el apoyo otorgado durante el desarrollo de este trabajo, sin el cual no podría haber sido posible llevarlo a cabo.

A mi familia, quienes a pesar de la distancia me dieron su apoyo incondicional y en los momentos de flaqueza siempre encontré en ellos una palabra de aliento para seguir adelante.

A mis padres, María de la Luz Basilio González y Carlos Joel Mendoza Martínez, quienes me procuraron la oportunidad de tener una formación académica y cuyas enseñanzas me dieron las armas necesarias para enfrentarme a la vida: *“Aprende con el maestro, sin el maestro y a pesar del maestro”*

A Luis y Liliana, quienes compartieron conmigo la niñez y muchas experiencias en mi vida que me dieron rumbo y forjaron mi carácter, y sobre todo les estoy muy agradecido por lo que son: mis hermanos.

A mi musa, por su paciencia y apoyo incondicionales durante el desarrollo de este trabajo, y principalmente porque me ha llevado a descubrir las diversas tonalidades que posee el mundo.

A mis amigos: Pechan, Lucy, Omar, Berto, Mamre, Rodrigo y algunos que tal vez omití mencionar, con quienes compartí muchas vivencias dentro y fuera del aula.

A mis maestros por el tiempo y paciencia dedicados a mi formación como ingeniero, sin los cuales este trabajo no hubiera sido posible.

A todas aquellas personas que he omitido mencionar, que en su momento fueron o que siguen siendo partícipes de mi formación tanto personal como profesional, sepan que no hay suficientes palabras para expresar mi gratitud por todo lo que han dejado en mí.

ÍNDICE GENERAL

RESUMEN	iii
ABSTRACT	iv
ÍNDICE GENERAL	v
ÍNDICE DE FIGURAS	ix
ÍNDICE DE TABLAS	xii
OBJETIVO GENERAL	xiii
OBJETIVOS PARTICULARES	xiii
JUSTIFICACIÓN	xiv
INTRODUCCIÓN	xv
SIMBOLOGÍA	xvii
CAPÍTULO I.- CONCEPTOS BÁSICOS DE INTERFEROMETRÍA LÁSER	1
I.1. Ondas electromagnéticas	2
I.2. Ecuaciones de Maxwell	3
I.3. Ecuación de la onda	8
I.4. Ley de <i>Snell</i>	13
I.5. Ecuaciones de <i>Fresnel</i>	15
I.6. Irradiancia	22
I.7. Estado de polarización de un haz de luz	25
I.7.1. Polarizadores	25
I.7.1.1. Polarización lineal	26
I.7.1.2. Polarización circular	27

I.7.1.2. Polarización circular	27
I.8. Monocromaticidad	31
I.9. Coherencia	32
I.9.1. Longitud de coherencia	31
I.10. Superposición de ondas	33
I.11. Interferometría	36
I.11.1. Interferómetro de <i>Michelson</i>	37
I.11.2. Patrones de moteado (<i>speckle</i>)	38
I.12. Sumario	39
I.13. Referencias	39
CAPÍTULO II. ESTUDIO PRELIMINAR SOBRE LA BIOCMPATIBILIDAD DE PRÓTESIS DE TITANIO	41
II.1. Introducción	42
II.2. Biocompatibilidad	43
II.3. Biomateriales	45
II.3.1. Biomateriales metálicos	46
II.3.2. Biomateriales poliméricos	47
II.3.2. Biomateriales cerámicos	48
II.4. Características superficiales	49
II.5. Sumario	51
II.6. Referencias	52

CAPÍTULO III. DISEÑO Y MANUFACTURA DEL SISTEMA INTERFEROMÉTRICO	56
III.1. Principios básicos	57
III.2. Diseño preliminar	58
III.3. Diseño y manufactura del prototipo	59
III.3.1. Diseño de placa base	60
III.3.2. Diseño de bases con espejos y divisor de haz	61
III.3.3. Diseño de carro móvil	64
III.3.3.1. Diseño estructural	64
III.3.3.2. Diseño del dispositivo electrónico	68
III.3.3.3. Evaluación teórica de velocidad de desplazamiento	69
III.4. Manufactura del dispositivo	72
III.5. Sumario	74
III.6. Referencias	74
CAPÍTULO IV. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL PARA LA INVESTIGACIÓN DE MEDIOS ÓPTICOS A TRAVÉS DE INTERFEROMETRÍA LÁSER	76
IV.1. Metodología propuesta para la caracterización de películas delgadas mediante interferometría láser	77
IV.2. Sumario	82
IV.3. Referencias	82

CAPÍTULO V.- CARACTERIZACIÓN DEL ESPESOR DE PELÍCULAS DELGADAS DE TiO₂ CON NANOPARTÍCULAS DE ORO EN PRÓTESIS DE TITANIO	84
V.1. Descripción del proceso de depósito de películas delgadas sobre prótesis de titanio mediante Sol-Gel	85
V.2.- Calibración del dispositivo	86
V.2.1.- Calibración de cantidad de desplazamiento	86
V.2.2.- Verificación de perpendicularidad en los desplazamientos	87
V.2.3.- Determinación de longitud de desplazamientos aplicados	90
V.3. Caracterización del espesor de películas delgadas	90
V.4. Sumario	93
V.5. Referencias	93
DISCUSIÓN DE RESULTADOS	95
CONCLUSIONES	97
TRABAJOS FUTUROS	99
ANEXO A	101

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura I.1. Campos a) magnético y b) eléctrico variables con el tiempo	2
Figura I.2. Reflexión y transmisión de ondas planas	14
Figura I.3. Refracción de ondas	15
Figura I.4. Onda incidente cuyo campo \vec{E} es normal al plano de incidencia.	17
Figura I.5. Onda incidente cuyo campo \vec{E} está en el plano de incidencia.	20
Figura I.6. Polarización lineal	27
Figura I.7. Polarización circular	28
Figura I.8. Polarización elíptica	31
Figura I.9. Una fuente puntual monocromática emite luz perfectamente coherente	32
Figura I.10. Interferencia a) constructiva y b) destructiva. En ambas figuras la onda C es producto de la suma de las ondas A y B	34
Figura I.11. Experimento de la doble rendija de Thomas Young	36
Figura I.12. Interferencias ópticas	37
Figura I.13. Patrón de interferencia obtenido del interferómetro de <i>Michelson</i>	38
Figura I.14. Generación de patrones de moteado (<i>speckle</i>)	38
Figura I.15. Patrón de moteado	39
Figura II.1. Prótesis de dedo encontrada en Egipto	42
Figura II.2. Interfaz implante metálico – tejido duro y cascada de adaptación	44
Figura II.3. Sistema de placa-tornillo de compresión dinámica de cadera	47
Figura II.4. Prótesis con recubrimiento de TiO ₂ y nanopartículas de oro en uno de sus extremos	51

Figura III.1. Esquema de operación del interferómetro de <i>Michelson</i>	57
Figura III.2. Primer prototipo desarrollado para implementar un interferómetro de tipo <i>Michelson</i>	58
Figura III.3. Esquema de operación del dispositivo basado en el interferómetro de <i>Michelson</i>	59
Figura III.4. Modelado de la placa base en CAD	60
Figura III.5. Ángulo de aluminio para la base de los espejos y el divisor de haz	61
Figura III.6. Fijación de tuercas al espejo	62
Figura III.7. Ensamble de base y espejo	63
Figura III.8. Ensamble de base y vidrio	63
Figura III.9. Varilla roscada modelada en CAD	64
Figura III.10. Diseño de base móvil	65
Figura III.11. Sistema de guías en CAD	65
Figura III.12. Ensamble de base móvil y guías	66
Figura III.13. Ensamble final de sistema en CAD (Vista Superior)	67
Figura III.14.- Ensamble final de sistema en CAD (Vista en isométrico)	67
Figura III.15.- Circuito del integrado NE555 conectado como monoestable para la generación de pulsos temporizados	68
Figura III.16.- Representación esquemática y características del tren de engranes adicional	69
Figura III.17.- Ensamble del dispositivo interferométrico	74
Figura IV.1. Transición de franjas de interferencia	77
Figura IV.2. Prótesis con recubrimiento de nanopartículas en uno de sus extremos	78
Figura IV.3. Esquema de operación del dispositivo	79
Figura IV.4. Caracterización del espesor de capas de materiales en matrices de vidrio	80

Figura IV.5.- Caracterización del espesor de capas de materiales en matrices de vidrio mediante el dispositivo interferométrico	81
Figura IV.6. Cambios en el patrón de interferencia en la caracterización del espesor de capas de nanotubos de carbono en matrices de vidrio	82
Figura V.1.- Imagen de la muestra de nanopartículas de oro embebidas en una película de TiO ₂ obtenida mediante AFM	86
Figura V.2.- Montaje experimental para el desarrollo de pruebas de calibración de desplazamiento del dispositivo	87
Figura V.3.- Representación esquemática de pruebas de calibración del dispositivo	88
Figura V.4.- Montaje del sistema para calibración de perpendicularidad en la aplicación de desplazamientos	89
Figura V.5.- Alineación de haces	89
Figura V.6.- Montaje de elemento a analizar en el sistema	91
Figura V.7.- Patrón de franjas inherente a la superficie del material	92
Figura V.7.- Patrón de franjas inherente a la superficie del material	93

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla I.1. Longitud de coherencia aproximada para algunas fuentes luminosas	33
Tabla II.1. Propiedades y aplicaciones de algunos biomateriales	48
Tabla IV.1. Unidades de elongación sobre el eje z correspondientes al color en la Figura IV.6	65
Tabla IV.2. Esfuerzos sobre la barra determinados por el programa de elementos finitos	66
Tabla IV.3. Esfuerzo y desplazamiento correspondiente a cada nodo en la cara opuesta al empotramiento, determinado por el programa de elementos finitos	66

Objetivo

Este trabajo de investigación tiene como finalidad medir el tamaño de películas delgadas de TiO_2 , depositadas mediante la técnica Sol-Gel sobre prótesis de titanio, por medio de la implementación de un dispositivo interferométrico láser tipo *Michelson*, el cual se muestra como un método de medición no invasivo de alta precisión.

Objetivos particulares:

- Indagar las características de diseño de un interferómetro láser.
- Diseñar y fabricar prototipos del interferómetro de Michelson.
- Desarrollar el modelado del dispositivo interferométrico final para su manufactura.
- Manufacturar las piezas de acuerdo al diseño.
- Implementar físicamente el dispositivo.
- Efectuar la calibración del dispositivo.
- Efectuar la medición de películas delgadas de TiO_2 sobre prótesis de titanio mediante el dispositivo interferométrico.

Justificación

En el desarrollo de prótesis de titano, es de importancia conocer las características de biocompatibilidad del material, con lo que se ha desarrollado una técnica de entre otras, que se refiere al recubrimiento de la pieza con películas delgadas de TiO_2 mediante Sol-Gel, con la finalidad de mejorar su asimilación total por parte del organismo.

Las prótesis presentan diversas características de biocompatibilidad, dependiendo de las características del recubrimiento, por lo que su caracterización física es de importancia. Las propiedades morfológicas de estas las películas delgadas pueden ser determinadas mediante microscopia de fuerza atómica, pero en diversas situaciones la limitante se encuentra en tamaño de las prótesis donde son depositadas, por lo que dichas pruebas no pueden llevarse a cabo satisfactoriamente. Es por ello que en este trabajo de investigación se presenta el uso de un interferómetro de *Michelson*, como una técnica de medición alternativa para la caracterización de las mismas.

El diseño e implementación de un sistema que emplee luz láser para efectuar dichas lecturas representa una ventaja, dado que no necesita estar en contacto directo con la pieza para efectuarlas, además de emplear la longitud de onda de la luz empleada como patrón de medida, lo que implica una alta precisión en las mediciones efectuadas.

INTRODUCCIÓN

La interferencia óptica puede ser definida como la interacción de dos o más ondas de luz, que producen una radiación resultante que se deriva de la suma de las irradiaciones de los componentes [1]. Ejemplo de ellas pueden ser observadas en la superficie de una película de aceite sobre el pavimento mojado, o en el contorno de una burbuja de jabón, donde la luz incidente es blanca, que al ser refractada y reflejada en diferentes direcciones, provoca interferencias que dan origen a patrones, como franjas y diversas tonalidades de color, que varían respecto de la posición en la que son observados.

Con la invención del láser en 1960 [2], la diversificación en las aplicaciones de la interferometría tuvo un nuevo auge, debido al alto nivel de coherencia que presenta este tipo de fuente luminosa, lo cual facilitó en gran medida el desarrollo de experimentos.

En el presente trabajo de investigación se emplea un dispositivo desarrollado en 1881 por *Albert Abraham Michelson* y *Edward Williams Morley*, empleado en su momento para la comprobar la existencia del éter. El resultado fue fallido en este experimento, pero el dispositivo proporcionó las bases para el desarrollo de la teoría de la relatividad. Este dispositivo ha sido utilizado para medir longitudes de onda o para, conocida la longitud de onda de una fuente emisora, medir distancias muy pequeñas o índices de refracción de distintos medios [3].

Este dispositivo interferométrico es implementado para la medición de películas delgadas en prótesis de titanio, las cuales son de importancia en el mejoramiento de la biocompatibilidad, ya que las condiciones superficiales de los elementos son notablemente importantes debido a que son la parte de principal interacción con el cuerpo. La morfología de estas películas de material, así como su composición y métodos de depósito determinan el tipo de aplicación para el que son requeridas.

Las prótesis de titanio presentan un acabado con una alta reflexión, propiedad que fue explotada para determinar dichas mediciones sin llevar a cabo un procesamiento digital de la imagen, como se presenta en los experimentos de interferometría de patrones de moteado [4].

En este dispositivo, se emplea la superficie con material depositado por la técnica sol-gel en sustitución de uno de los espejos en el interferómetro de *Michelson*, y aplicando desplazamientos que generen cambios en el patrón de interferencia directamente proporcionales a los cambios en la morfología de la superficie de la pieza.

Referencias

- 1.- Hecht E, *Optics*, 4th Ed., Addison-Wesley, San Francisco, pp. 385-387, 2002.
- 2.- Pramod K. Rastogui, *Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques*, Wiley, pp. 1, 2001.
- 3.- Sears, F. W., y otros. *Física Universitaria*. 11ª Edición, Vol. II, Ed. Addison Wesley, México, pp. 1356-1358, 2007.
- 4.- Rodríguez-Vera R., Rayas J. A. y Dávila A., Algunas aplicaciones industriales de la interferometría electrónica de patrones de moteado, Centro de Investigaciones en Óptica, Guanajuato, 2006.

SIMBOLOGÍA

P	Fuerza o carga
V	Carga cortante
σ	Esfuerzo normal
τ	Esfuerzo cortante
A	Área
D	Diámetro
C	Centro del círculo de <i>Mohr</i>
R	Radio del círculo de <i>Mohr</i>
θ	Ángulo entre el plano del esfuerzo principal y el esfuerzo normal
S_y	Límite de la cedencia a la tensión
ε	Deformación unitaria
E	Modulo de <i>Young</i>
ν	Razón de <i>Poisson</i>
l	Longitud a una determinada carga P
l_0	Longitud inicial
δ	Deformación
$\Delta\delta$	Incremento en la deformación
E	Campo eléctrico
B	Campo magnético
ε_0	Permitividad del vacío
μ_0	Permeabilidad del vacío
∇	Gradiente
∇^2	Operador Laplaciano
λ	Longitud de onda
$\Delta\phi$	Ángulo de desfasamiento
m	Número de transiciones franja de interferencia.
d	Desplazamiento

Capítulo I

Conceptos básicos de interferometría láser

En este apartado se lleva a cabo un análisis introductorio a los estudios de interferometría láser, haciendo una explicación de cada uno de los conceptos que se emplean en el desarrollo de las pruebas.

I.1.- Ondas electromagnéticas

Al estudiar la electricidad y el magnetismo uno pronto se entera del hecho de que hay un número de relaciones que se describen por productos vectoriales, o si lo desea, por reglas de la mano derecha. En otras palabras, un suceso de un tipo produce una respuesta afín perpendicularmente dirigida. De interés inmediato es el hecho de que un campo \vec{E} , variable en el tiempo, genera un campo \vec{B} que es en todas partes perpendicular a la dirección en la que \vec{E} cambia (Figura I.1a). En la misma forma, un campo \vec{B} variable con el tiempo genera un campo \vec{E} que perpendicular en todas partes a la dirección en la que \vec{B} cambia (Figura I.1b). Nosotros podríamos, por lo tanto, anticipar la naturaleza transversal general de los campos \vec{E} y \vec{B} en una perturbación electromagnética [I.1].

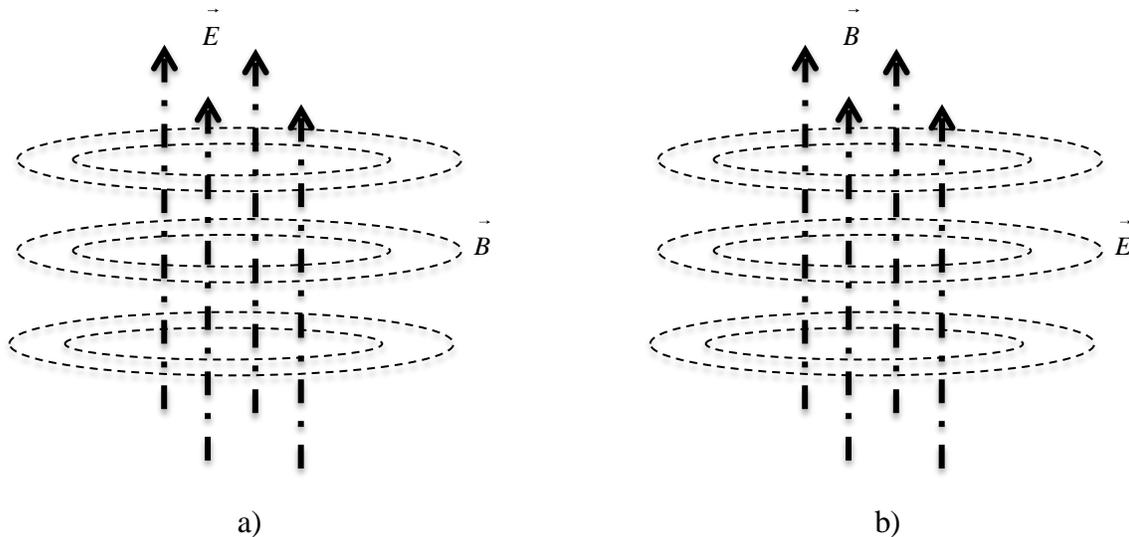


Figura I.1.- Campos a) magnético y b) eléctrico variables con el tiempo

Los campos \vec{E} y \vec{B} pueden, más apropiadamente, considerarse como dos aspectos de un solo fenómeno físico, el campo electromagnético, cuya fuente es una carga en movimiento. La perturbación, una vez que ha sido generada en el campo electromagnético, es una onda sin atadura que se mueve más allá de su fuente e independientemente de ella. Ligados uno a otro como una sola unidad, los campos eléctricos y magnéticos variables en el tiempo se regeneran uno a otro en un ciclo sin fin [I.1].

I.2.- Ecuaciones de *Maxwell*

Las ecuaciones de *Maxwell* describen matemáticamente el comportamiento de las ondas electromagnéticas cuando se propagan en un medio.

La propagación en medios ópticos puede describirse a través de estas ecuaciones, y llegar a ecuaciones más simples que nos permiten describir el comportamiento de la luz y sus efectos en el medio.

En este apartado se presentan dos conceptos, el campo eléctrico producido por un campo magnético cambiante y el campo magnético producido por un campo eléctrico cambiante. El primero de estos conceptos es el resultado del trabajo experimental de *Michael Faraday* y el segundo de los esfuerzos teóricos de *James Clerk Maxwell* [I.2, I.3].

En realidad *Maxwell* se inspiró en el trabajo experimental de *Faraday* y en la imagen mental de las “líneas de fuerza” que *Faraday* introdujo en el desarrollo de su teoría eléctrica y magnética. Las cuatro ecuaciones fundamentales de la teoría electromagnética llevan su nombre [I.2, I.3].

Para deducir las ecuaciones de *Maxwell* para campos variantes con el tiempo, se utilizó la ley experimental de *Faraday* para obtener una de las ecuaciones de *Maxwell* en forma diferencial [I.2, I.3],

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.1})$$

donde: \vec{E} = campo eléctrico (N/C), \vec{B} = campo magnético (T). La cual muestra que un campo magnético variante con el tiempo produce un campo eléctrico. El rotacional indica como varían los campos en el tiempo y el espacio, por lo cual, se ve que este campo eléctrico tiene la propiedad especial de la circulación; su integral de línea a lo largo de una trayectoria cerrada en general no es cero [I.2, I.3].

La ley circuital de *Ampere*, en su forma diferencial o puntual [I.2, I.3]

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f \quad (\text{I.2})$$

donde: \vec{H} es el vector intensidad de campo magnético (A/m), \vec{J}_f = densidad de corriente (A/m^2).

Las dos ecuaciones restantes permanecen sin cambio con respecto a la forma que tienen cuando no existe dependencia temporal [I.2, I.3]:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f \quad (\text{I.3})$$

donde: \vec{D} es el desplazamiento eléctrico (C/m^2), ρ_f = densidad de carga (C/m^3). La divergencia se utiliza para conocer las cargas. La ecuación (I.3) esencialmente establece que la densidad de carga es una fuente (o sumidero) de las líneas de flujo eléctrico. Se consideró que no se puede seguir diciendo que todo flujo eléctrico comienza y termina en una carga por que la parte importante de la ley de *Faraday* (I.1) muestra que \vec{E} , y también \vec{D} pueden tener circulación si está presente un campo magnético variable. Por ello las líneas de flujo eléctrico pueden formar trayectorias cerradas. Sin embargo, sigue siendo cierto que cada *Coulomb* de carga debe tener un *Coulomb* de flujo eléctrico saliendo de él [I.2, I.3].

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.4})$$

donde: \vec{B} = campo magnético (T). Con la ecuación (I.4) se reconoce el hecho de que se desconoce la existencia de “cargas magnéticas” o polos. El flujo magnético siempre se encuentra en circuitos cerrados y nunca diverge de una fuente puntual [I.2, I.3].

Estas cuatro ecuaciones son la base de toda la teoría electromagnética. Son ecuaciones diferenciales parciales que relacionan el campo eléctrico y el magnético, y con sus fuentes, cargas y densidades de corriente [I.2, I.3].

Las ecuaciones antes mencionadas (I.1), (I.2), (I.3) y (I.4) se relacionan entre sí y con la materia por medio de: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ y $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ donde: \vec{D} es el desplazamiento eléctrico (C/m^2), ϵ_0 es la permitividad del vacío ($8.85 \times 10^{-12} F/m$), \vec{E} es el campo eléctrico (N/C), \vec{P} es el momento dipolar por unidad de volumen (C/m^2), \vec{H} es el vector intensidad de campo magnético (A/m), \vec{B} es el campo magnético (A/m), μ_0 es la permeabilidad del vacío ($4\pi \times 10^{-7} N/A^2$) y \vec{M} es el momento dipolar magnético por unidad de volumen (A/m) [15]. Además se cuenta con la ecuación de continuidad que describe la conservación de la carga libre [I.3]

$$\nabla \cdot \vec{J}_f + \frac{\partial \rho_f}{\partial t} = 0 \quad (I.5)$$

Donde: \vec{J}_f es la densidad de corriente (A/m^2) y ρ_f es la densidad de carga. Una de las grandes contribuciones de *Maxwell* a la teoría electromagnética consistió, primero, en señalar que dos de las ecuaciones (I.1), (I.2), (I.3) y (I.4) son incompatibles con la conservación de la carga según se enuncia en (I.5), y después, demostrar que esta situación puede resolverse por medio de la introducción de una “corriente” más.

La divergencia del rotacional de cualquier vector es siempre igual a cero [I.3]

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) = 0 \quad (I.6)$$

donde \vec{A} es un vector.

Si se calcula la divergencia del rotacional de \vec{H} según se expresa en (I.2) y se utiliza (I.5), se obtiene [I.3]

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = \nabla \cdot \vec{J}_f = -\frac{\partial \rho_f}{\partial t} \quad (I.7)$$

Dado que por lo general se debe esperar que $\frac{\partial \rho_f}{\partial t} \neq 0$, se observa una contradicción fundamental entre (I.7) y el requisito fundamental de (I.6).

Para remediar esta situación, *Maxwell* supuso que de hecho, la ecuación para $\nabla \times \vec{H}$ todavía no estaba completa, sino que faltaba otra “densidad de corriente”, es decir, supuso que dicha ecuación en realidad debe ser de la forma [I.3]

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \vec{J}_d \quad (\text{I.8})$$

siendo \vec{J}_d el término adicional que hacía falta. El objetivo es, pues, encontrar \vec{J}_d .

Al sustituir (I.8) en (I.6) y utilizar (I.5) y $\Delta \vec{D} = \rho_f$, se obtiene [I.3]

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = 0 = \nabla \cdot \vec{J}_f + \nabla \cdot \vec{J}_d = -\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J}_d = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \vec{D} + \nabla \cdot \vec{J}_d$$

de manera que [I.3]

$$\nabla \cdot \left(\vec{J}_d - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{I.9})$$

ya que se puede intercambiar el orden de la derivación parcial. Por lo tanto, sin importar lo que \vec{J}_d pueda ser, se sabe que debe satisfacer (I.9). Desde luego, la suposición más simple es que el término entre paréntesis es igual a cero; de acuerdo con ello, *Maxwell* supuso que [I.3]

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.10})$$

de modo que (I.8) puede también expresarse como [I.3]

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.11})$$

siendo así completamente consistente con (I.5).

A esta nueva densidad de corriente \vec{J}_d , *Maxwell* le dio el nombre de corriente de desplazamiento [I.3].

Por lo tanto las ecuaciones de *Maxwell* son

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.1})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (\text{I.3})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.4})$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.11})$$

A menudo resulta conveniente expresar las ecuaciones de *Maxwell* en función de únicamente dos vectores – uno eléctrico y uno magnético. Por ejemplo, si se utiliza $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ y $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ para eliminar \vec{D} y \vec{H} de (I.1), (I.3), (I.4) y (I.11), se obtienen las ecuaciones de *Maxwell* expresadas en función de \vec{E} y \vec{B} [I.3]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.12})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.13})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho_f - \nabla \cdot \vec{P}) \quad (\text{I.14})$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J}_f + \nabla \times \vec{M} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right) \quad (\text{I.15})$$

I.3.- Ecuación de onda

Para deducir la ecuación electromagnética de onda en su forma más general, debemos considerar de nuevo la presencia de un medio. Para esto es necesario introducir el vector de polarización \vec{P} el cual es una medida del comportamiento general del medio ya que es el momento dipolar eléctrico resultante por unidad de volumen. Como el campo dentro del material ha sido alterado, tenemos que definir una nueva cantidad, el desplazamiento \vec{D} :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{I.16})$$

Claramente entonces,

$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0} - \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} \quad (\text{I.17})$$

El campo eléctrico interno \vec{E} es la diferencia entre el campo $\frac{\vec{D}}{\epsilon_0}$, el cual existiría en la ausencia de polarización, y el campo $\frac{\vec{P}}{\epsilon_0}$ que surge de la polarización.

Para un dieléctrico isotrópico, lineal, homogéneo, \vec{P} y \vec{E} están en la misma dirección y son mutuamente proporcionales. Se deduce que \vec{D} es por consiguiente proporcional a \vec{E} :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{I.18})$$

Como \vec{E} , \vec{D} se extiende en todo el espacio y de ninguna manera está limitado a la región ocupada por el dieléctrico como \vec{P} . Las líneas de \vec{D} comienzan y terminan en cargas móviles,

libres. Las de \vec{E} comienzan y terminan ya sea en cargas libres o en cargas de polarización ligadas. Si no hay carga libre presente, como sería el caso en la vecindad de un dieléctrico polarizado ó en el espacio libre, las líneas de \vec{D} se cierran en sí mismas.

Ya que en general la respuesta de los medios ópticos a los campos \vec{B} es sólo ligeramente diferente de la del vacío, no necesitamos describir el proceso en detalle. Basta decir que el material quedará polarizado. Podemos definir una polarización magnética ó vector de magnetización \vec{M} como el momento dipolar magnético por unidad de volumen. A fin de manejar la influencia de un medio magnéticamente polarizado, introducimos un vector auxiliar \vec{H} , tradicionalmente conocido como la intensidad de campo magnético.

$$\vec{H} = \mu_0^{-1}\vec{B} - \vec{M} \quad (\text{I.19})$$

Para un medio isotrópico lineal (no ferromagnético) y homogéneo, \vec{B} y \vec{H} son paralelos y proporcionales:

$$\vec{H} = \mu^{-1}\vec{B} \quad (\text{I.20})$$

Junto con las ecuaciones (I.18) y (I.20) hay una ecuación constitutiva más

$$J = \sigma\vec{E} \quad (\text{I.21})$$

Conocida como la ley de *Ohm* es una afirmación de una regla determinada experimentalmente que es válida para conductores a temperaturas constantes. La intensidad del campo eléctrico y por consiguiente la fuerza que actúa en cada electrón en un conductor determina el flujo de carga. La constante de proporcionalidad que relaciona \vec{E} y J es la conductividad de un medio particular σ .

Consideremos el ambiente muy general de un medio isotrópico, homogéneo, lineal (no ferroeléctrico ni ferromagnético), el cual está físicamente en reposo. Haciendo uso de las

relaciones constitutivas, las ecuaciones de *Maxwell* en su forma diferencial se pueden reescribir como

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\partial \epsilon} \quad (\text{I.22})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.23})$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.24})$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu\sigma\vec{E} + \mu\epsilon\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.25})$$

Si estas expresiones de alguna manera deben dar una ecuación de onda

$$\nabla^2 \cdot \psi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$$

es mejor que formemos las segundas derivadas con respecto a las variables del espacio.

Tomando el rotacional de la ecuación (I.25) obtenemos

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = \mu\sigma(\nabla \times \vec{E}) + \mu\epsilon\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \vec{E}) \quad (\text{I.26})$$

donde, ya que \vec{E} se supone que es una función que se comporta bien, las derivadas respecto al espacio y al tiempo se pueden intercambiar. La ecuación (I.24) se puede sustituir para obtener la necesaria segunda derivada con respecto al tiempo:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = \mu\sigma\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \mu\epsilon\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (\text{I.27})$$

El triple producto vectorial se puede simplificar haciendo uso de la identidad de operadores

$$\nabla \times (\nabla \times \cdot) = \nabla(\nabla \cdot) - \nabla^2 \quad (\text{I.28})$$

de tal modo que

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{B}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} \quad (\text{I.29})$$

donde en coordenadas cartesianas

$$(\nabla \cdot \nabla) \vec{B} = \nabla^2 \vec{B} \equiv \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial z^2} \quad (\text{I.30})$$

Como la divergencia de \vec{B} es cero, la ecuación (I.27) queda

$$\nabla^2 \vec{B} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.31})$$

Una ecuación similar se satisface por la intensidad de campo eléctrico. Siguiendo esencialmente el mismo procedimiento anterior, tomando el rotacional de la ecuación (I.24)

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

Eliminando \vec{B} esto queda

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

y entonces haciendo uso de la ecuación (I.28) llegamos a

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla \left(\frac{\rho}{\epsilon} \right)$$

habiendo utilizado el hecho de que

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) = \nabla \left(\frac{\rho}{\epsilon} \right)$$

Para un medio no cargado ($\rho = 0$) y

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.32})$$

Las ecuaciones (I.31) y (I.32) se conocen como las ecuaciones de la telegrafía.

En medios no conductores $\sigma = 0$ y estas ecuaciones quedan

$$\nabla^2 \vec{B} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.33})$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.34})$$

y similarmente

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.35})$$

y

$$\nabla^2 \vec{D} - \mu \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.36})$$

En el medio especial no conductor del vacío (espacio libre) donde

$$\rho = 0, \quad \sigma = 0, \quad K_e = 1, \quad K_m = 1,$$

estas ecuaciones quedan simplemente

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I.37})$$

y

$$\nabla^2 \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (\text{I.38})$$

Ambas expresiones describen campos dependientes del acoplamiento espacio-tiempo y ambas tienen la forma de la ecuación diferencial de onda.

La solución de la ecuación de onda predice la existencia de ondas electromagnéticas. Donde $v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ es la velocidad de propagación de la onda en el vacío, aproximadamente la velocidad de la luz ($3 \times 10^8 \text{ m/s}$). También, se comprueba que la velocidad de la onda cambiará de acuerdo a las propiedades del material (ϵ, μ) donde se propague.

I.4.- Ley de Snell

Imaginemos que tenemos una onda monocromática incidente en la interfase suave que separa dos medios transparentes diferentes como en la Figura I.2 [I.1].

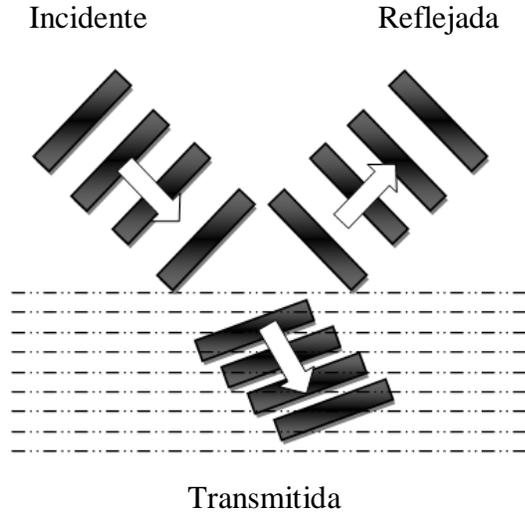


Figura I.2.- Reflexión y transmisión de ondas planas

El número de ondas primarias que llegan a la interfase por segundo corresponde a la frecuencia de onda armónica incidente, es decir, ν . Entonces, es claro que las ondas reflejada y transmitida, y por consiguiente todas las onditas secundarias, tendrán la misma frecuencia: la frontera no puede alterar ν . Los índices de refracción son tales que n_i del medio incidente es menor que n_t del medio transmisor. Nótese que en el intervalo de tiempo Δt (fig. 1.4), que le toma al punto B en un frente de onda (que viaja a velocidad v_i) alcanzar D , la parte transmitida del mismo frente de onda (viajando a velocidad v_t) ha alcanzado el punto E . Sí el vidrio ($n_t = 1.5$) es sumergido en un medio incidente como el aire ($n_i = 1$) donde $n_t > n_i$, $v_t < v_i$ y $AE < BD$, el frente de onda gira. El frente de onda refractado se extiende de E a D , formando un ángulo con la interfase de θ_t . Los dos triángulos \overline{ABD} y \overline{AED} formados en la Figura I.4 comparten la misma hipotenusa \overline{AD} , entonces [I.1]:

$$\frac{\sin \theta_i}{BD} = \frac{\sin \theta_t}{AE} \tag{I.39}$$

donde $\overline{BD} = v_i \Delta t$ y $\overline{AE} = v_t \Delta t$. Por lo tanto

$$\frac{\sin \theta_i}{v_i} = \frac{\sin \theta_t}{v_t} \tag{I.40}$$

multiplicando ambos lados por c , y dado que $n_i = c/v_i$ y $n_t = c/v_t$

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (\text{I.40})$$

esta ecuación es llamada ley de refracción, también conocida como ley de *Snell* [I.1].

La ley de *Snell* puede re-escribirse de la forma

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = n_{ti} \quad (\text{I.41})$$

donde $n_{ti} \equiv n_t/n_i$ es la relación de los índices de refracción absolutos. En otras palabras, es el índice de refracción relativo de los dos medios [I.1].

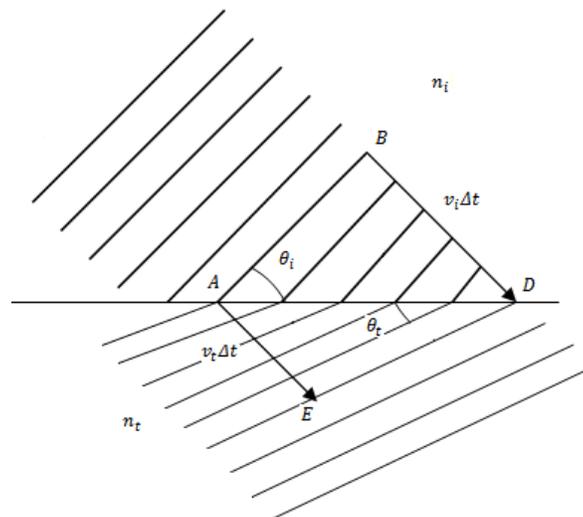


Figura I.3.- Refracción de ondas

I.5.- Ecuaciones de *Fresnel*

Supongamos que una onda monocromática plana incide en una superficie plana que separa dos medios isotrópicos. Cualquiera que sea la polarización de la onda, resolveremos sus campos \vec{E} y \vec{B} en componentes paralelas y perpendiculares al plano de incidencia y trataremos estas componentes separadamente [I.1].

Caso 1. \vec{E} perpendicular al plano de incidencia. Supongamos ahora que \vec{E} es perpendicular al plano de incidencia y que \vec{B} es paralela a él (Figura I.4). Como $\vec{E} = v\vec{B}$ tenemos [I.1]

$$\hat{k} \times \vec{E} = v\vec{B} \quad (\text{I.41})$$

y por supuesto

$$\hat{k} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{I.42})$$

es decir \vec{E} , \vec{B} y el vector de propagación \hat{k} forman un sistema derecho. Haciendo uso de nuevo de la continuidad de las componentes tangenciales del campo \vec{E} , tenemos que en la frontera en cualquier tiempo y en cualquier punto [I.1]

$$\vec{E}_{0i} + \vec{E}_{0r} = \vec{E}_{0t} \quad (\text{I.43})$$

donde los cosenos se anulan. Obsérvese que mientras que \vec{E}_r y \vec{E}_t deben ser normales al plano de incidencia por simetría, estamos adivinando que ellos deben apuntar fuera de la interfase cuando \vec{E}_i lo hace. Las direcciones de los campos \vec{B} se derivan entonces en la ecuación (1.41) [I.1].

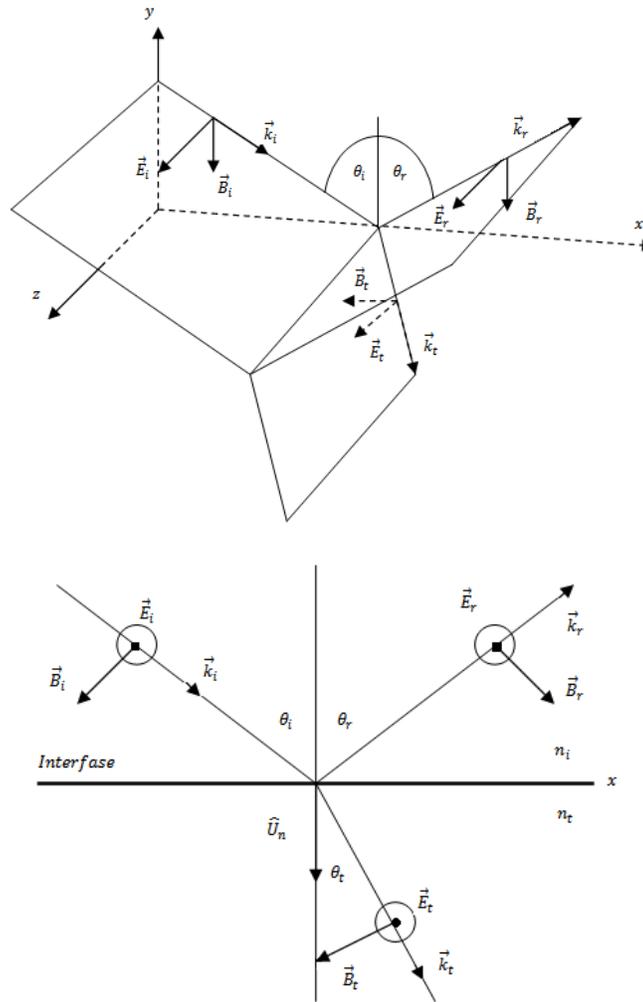


Figura I.4.- Onda incidente cuyo campo \vec{E} es normal al plano de incidencia.

Necesitamos invocar otra de las condiciones en la frontera a fin de obtener una ecuación más. Entonces, mientras que la componente tangencial de \vec{E} es continua al pasar la frontera, su componente normal no lo es. En su lugar la componente normal del producto $\epsilon\vec{E}$ es la misma en cualquier lado de la interfase. Similarmente, la componente normal de \vec{B} es continua como lo es la componente tangencial de $\mu^{-1}\vec{B}$. Aparece aquí el efecto de los dos medios a través de sus permeabilidades μ_i y μ_t . Esta última condición en la frontera será más fácil de usar, particularmente aplicada a la reflexión en la superficie de un conductor. Entonces la continuidad de la componente tangencial de \vec{B}/μ requiere que [I.1]

$$-\frac{\vec{B}_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{\vec{B}_r}{\mu_r} \cos \theta_r = -\frac{\vec{B}_t}{\mu_t} \cos \theta_t \quad (\text{I.44})$$

donde los lados izquierdo y derecho son las magnitudes totales de \vec{B}/μ paralelas a la interfase en los medios incidente y transmitido, respectivamente. La dirección positiva es aquella en la que aumenta x de tal forma que las componentes de \vec{B}_i y \vec{B}_t aparecen con signos menos. De la ecuación (1.41) tenemos [I.1]

$$\vec{B}_i = \vec{E}_i/v_i \quad (\text{I.45})$$

$$\vec{B}_r = \vec{E}_r/v_r \quad (\text{I.46})$$

y

$$\vec{B}_t = \vec{E}_t/v_t. \quad (\text{I.47})$$

Entonces, ya que $v_i = v_r$ y $\theta_i = \theta_r$, la ecuación (I.44) se puede escribir como:

$$\frac{1}{\mu_i v_i} (\vec{E}_i - \vec{E}_r) \cos \theta_i = \frac{1}{\mu_i v_i} \vec{E}_t \cos \theta_t. \quad (\text{I.48})$$

Haciendo uso de las siguientes ecuaciones

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{0i} \cos(k_i \cdot r - \omega_i t)$$

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} \cos(k_r \cdot r - \omega_r t + \varepsilon_r)$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} \cos(k_t \cdot r - \omega_t t + \varepsilon_t)$$

y recordando que los cosenos que aparecen ahí son iguales a 1 en $y = 0$, obtenemos

$$\frac{n_i}{\mu_i} (\vec{E}_{oi} - \vec{E}_{or}) \cos \theta_i = \frac{n_t}{\mu_t} \vec{E}_t \cos \theta_t \quad (\text{I.49})$$

Combinando esto con la ecuación (I.43) se obtiene

$$\left(\frac{\vec{E}_{or}}{\vec{E}_{oi}} \right)_{\perp} = \frac{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i - \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (\text{I.50})$$

y

$$\left(\frac{\vec{E}_{ot}}{\vec{E}_{oi}} \right)_{\perp} = \frac{2 \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (\text{I.51})$$

El subíndice \perp sirve como recordatorio de que estamos tratando el caso en el que \vec{E} es perpendicular al plano de incidencia. Estas dos expresiones, que son afirmaciones completamente generales que se aplican a cualquier medio homogéneo, isotrópico y lineal, son dos de las llamadas ecuaciones de *Fresnel*. Muy a menudo uno trata con dieléctricos para los cuales $\mu_i \approx \mu_t \approx \mu_0$; en consecuencia la forma más común de estas ecuaciones es simplemente [I.1]

$$r_{\perp} \equiv \left(\frac{\vec{E}_{or}}{\vec{E}_{oi}} \right)_{\perp} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (\text{I.52})$$

y

$$t_{\perp} \equiv \left(\frac{\vec{E}_{ot}}{\vec{E}_{oi}} \right)_{\perp} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (\text{I.53})$$

Aquí r_{\perp} denota la amplitud del coeficiente de reflexión mientras que t_{\perp} es la amplitud del coeficiente de transmisión [I.1].

Caso 2. \vec{E} paralelo al plano de incidencia. Se puede deducir un par similar de ecuaciones cuando el campo incidente \vec{E} , está en el plano de incidencia como se muestra en la (Figura I.5) [I.1].

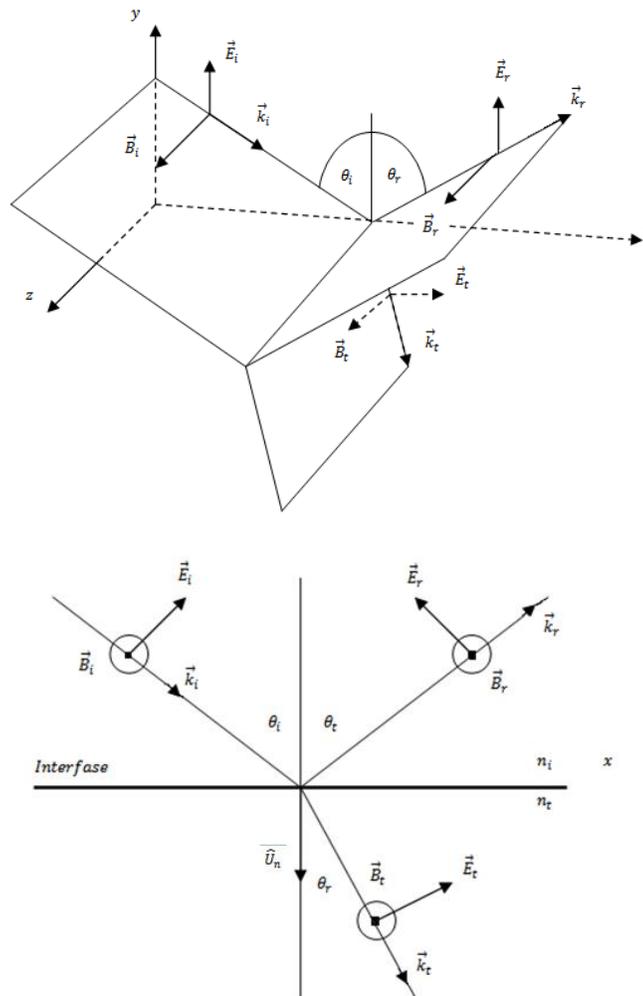


Figura I.5.- Onda incidente cuyo campo \vec{E} está en el plano de incidencia

La continuidad de las componentes tangenciales de \vec{E} en ambos lados de la frontera lleva a

$$\vec{E}_{0i} \cos \theta_i - \vec{E}_{0r} \cos \theta_r = \vec{E}_{0t} \cos \theta_t \quad (\text{I.54})$$

En forma muy parecida a la anterior, la continuidad de las componentes tangenciales de \vec{B}/μ proporciona:

$$\frac{1}{\mu_i \nu_i} \vec{E}_{0i} + \frac{1}{\mu_r \nu_r} \vec{E}_{0r} = \frac{1}{\mu_t \nu_t} \vec{E}_{0t} \quad (\text{I.55})$$

Usando el hecho de que $\mu_i = \mu_r$ y $\theta_i = \theta_r$ estas formulas se pueden combinar para darnos dos más de las ecuaciones de *Fresnel* [I.1]

$$r_{\parallel} = \left(\frac{\vec{E}_{0r}}{\vec{E}_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{\frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_i - \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_t + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_i} \quad (\text{I.56})$$

y

$$t_{\parallel} = \left(\frac{\vec{E}_{0t}}{\vec{E}_{0i}} \right)_{\parallel} = \frac{2 \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_t + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_i} \quad (\text{I.57})$$

Cuando los dos medios que forman la interfase son dieléctricos, los coeficientes de amplitud vienen a ser

$$r_{\parallel} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} \quad (\text{I.58})$$

y

$$t_{\parallel} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} \quad (\text{I.59})$$

Usando la ley de *Snell* se puede hacer una simplificación adicional de la notación, por medio de la cual las ecuaciones de *Fresnel* para medios dieléctricos devienen en

$$r_{\perp} = -\frac{\text{sen}(\theta_i - \theta_t)}{\text{sen}(\theta_i + \theta_t)} \quad (\text{I.60})$$

$$r_{\parallel} = +\frac{\text{tan}(\theta_i - \theta_t)}{\text{tan}(\theta_i + \theta_t)} \quad (\text{I.61})$$

$$t_{\perp} = +\frac{2 \text{sen } \theta_t \cos \theta_i}{\text{sen}(\theta_i + \theta_t)} \quad (\text{I.62})$$

$$t_{\parallel} = +\frac{2 \text{sen } \theta_t \cos \theta_i}{\text{sen}(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} \quad (\text{I.63})$$

I.6.- Irradiancia

Una de las propiedades más significativas de la onda electromagnética es que transporta energía [I.1].

Cualquier campo electromagnético existe dentro de alguna región del espacio y es por consiguiente muy natural considerar la energía radiante por unidad de volumen, es decir, la densidad de energía u . para un campo eléctrico solo, uno puede calcular la cantidad de energía y obtener [I.1]:

$$u_E = \frac{\epsilon_0}{2} \vec{E}^2. \quad (\text{I.64})$$

Similarmente, la densidad de energía del campo B solo es.

$$u_B = \frac{1}{2\mu_0} \vec{B}^2. \quad (\text{I.65})$$

Se deduce entonces que

$$u_E = u_B. \quad (\text{I.66})$$

El flujo de energía a través del espacio en la forma de una onda electromagnética es compartido por los campos constitutivos, eléctricos y magnéticos. Ya que

$$u = u_E + u_B \quad (\text{I.67})$$

claramente

$$u = \epsilon_0 \vec{E}^2 \quad (\text{I.68})$$

o equivalentemente

$$u = \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2. \quad (\text{I.69})$$

Para representar el flujo de energía electromagnética, simbolizaremos con \vec{S} el transporte de energía por unidad de tiempo (potencia) a través de un área unitaria. En el sistema MKS tendría entonces las unidades de W/m^2 [I.1].

Ahora hacemos la suposición razonable (para medios isotrópicos) de que la energía fluye en la dirección de propagación de la onda. El vector \vec{S} correspondiente es entonces

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B} \quad (\text{I.70})$$

ó

$$\vec{S} = c^2 \epsilon_0 \vec{E} \times \vec{B}. \quad (\text{I.71})$$

La magnitud de S es la potencia por unidad de área que cruza una superficie cuya normal es paralela a S . Se conoce como el vector de *Poynting*. Apliquemos ahora estas consideraciones al caso de una onda plana armónica, viajando a través del espacio libre en la dirección de k :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(k \cdot r - \omega t) \quad (\text{I.72})$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cos(k \cdot r - \omega t). \quad (\text{I.73})$$

Usando la ecuación I.71 encontramos

$$\vec{S} = c^2 \epsilon_0 \vec{E}_0 \times \vec{B}_0 \cos^2(k \cdot r - \omega t)$$

El valor promediado en el tiempo del vector de *Poynting*, simbolizado por \vec{S} , es una medida de la cantidad muy significativa conocida como la irradiancia I . En este caso ya que $\cos^2(k \cdot r - \omega t) = \frac{1}{2}$

$$\vec{S} = \frac{c^2 \epsilon_0}{2} |\vec{E}_0 \times \vec{B}_0| \quad (\text{I.74})$$

o

$$I \equiv \vec{S} = \frac{c \epsilon_0}{2} \vec{E}_0^2. \quad (\text{I.75})$$

La irradiancia es por consiguiente proporcional al cuadrado de la amplitud del campo eléctrico. Dos formas alternativas adicionales de decir la misma cosa son simplemente

$$I = \frac{c}{\mu_0} \langle \vec{B}^2 \rangle \quad (\text{I.76})$$

y

$$I = \epsilon_0 c \langle \vec{E}^2 \rangle. \quad (\text{I.77})$$

Dentro de un dieléctrico isotrópico, homogéneo y lineal, la expresión para la irradiancia queda [I.1]

$$I = \epsilon v \langle \vec{E}^2 \rangle \quad (\text{I.78})$$

I.7.- Estado de polarización de un haz de luz

Existen varias posibilidades cuando se trata de considerar el efecto de un campo eléctrico sobre un átomo o molécula.

En ausencia de un campo eléctrico, puede suceder bien que la molécula tenga su carga electrónica negativa simétricamente distribuida alrededor de sus núcleos positivos. En este caso, la molécula tiene un momento dipolar igual a cero. Si existe un campo eléctrico presente, existirán fuerzas que actúen sobre las cargas. Las cargas positivas tenderán a moverse en la dirección del campo, y las cargas negativas en dirección contraria. En un momento dado, las fuerzas internas en la molécula producirán un nuevo estado de equilibrio, pero la distribución de carga molecular habrá sufrido una distorsión en su forma original esféricamente simétrica. Así, las cargas positivas y negativas que antes “coincidían” habrán sufrido un desplazamiento de sus “centros de gravedad”. Pero, como ya se sabe, esto significa que ahora la molécula tendrá un momento dipolar no nulo, y probablemente otros multipolos de mayor orden también. Se dice en este caso que la molécula tiene un momento dipolar inducido y que se ha polarizado [I.3]

I.7.1.- Polarizadores

Un aparato óptico cuya entrada es luz natural y cuya salida es una forma de luz polarizada se conoce muy razonablemente como un polarizador. Por ejemplo, recordemos que una representación posible de luz no polarizada es la superposición de dos estados ortogonales, incoherentes y de igual amplitud. Un instrumento que separa estas dos componentes,

descartando una y dejando pasar la otra, se conoce como polarizador lineal. Dependiendo de la forma de la salida podríamos también tener polarizadores circulares o elípticos.

Los polarizadores toman configuraciones muy diferentes, pero todos ellos están basados en un de cuatro mecanismos físicos fundamentales: dicroísmo ó absorción selectiva, reflexión, esparcimiento y birrefringencia ó doble refracción. Hay, sin embargo, una propiedad fundamental que todos comparten y es simplemente que debe haber alguna forma de asimetría asociada con el proceso. Esto es ciertamente comprensible ya que el polarizador debe de alguna manera seleccionar un estado de polarización particular y descartar todos los otros.

I.7.1.1.- Polarización lineal

Podemos considerar dos ondas ortogonales de la forma [I.1, I.3]

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{i}E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (\text{I.79})$$

y

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{j}E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \quad (\text{I.80})$$

donde \vec{E}_{0x} y \vec{E}_{0y} son las amplitudes de las ondas, ε es la diferencia de fase relativa entre las ondas, k es una constante positiva conocida como número de propagación, ω es la frecuencia angular (*rad/s*), ambas viajando en la dirección z . la perturbación óptica resultante es entonces simplemente [I.1, I.3]

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_x(z, t) + \vec{E}_y(z, t) \quad (\text{I.81})$$

Si ε es cero o un entero múltiplo de $\pm 2\pi$, se dice que las ondas están en fase. En este caso particular le ecuación (I.81) queda [I.1, I.3]

$$\vec{E} = (\hat{i}E_{0x} + \hat{j}E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (\text{I.82})$$

La onda resultante tiene por consiguiente una amplitud fija igual a $(\hat{i}\vec{E}_{0x} + \hat{j}\vec{E}_{0y})$, es decir, es linealmente polarizada como se muestra en la Figura I.7 [I.1, I.3].

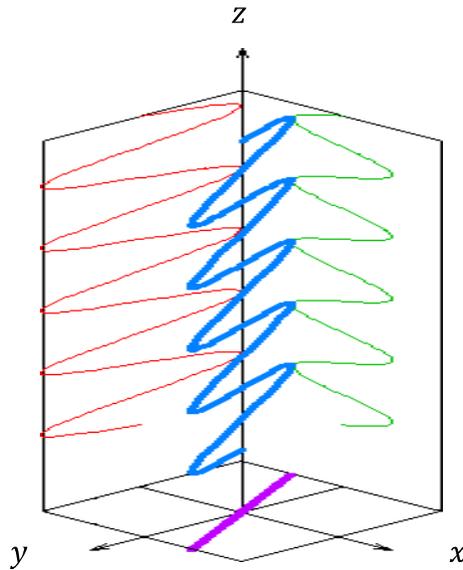


Figura I.6.- Polarización lineal.

I.7.1.2.- Polarización circular

Otro caso especial de interés particular aparece cuando ambas ondas constitutivas tienen igual amplitud, es decir, $\vec{E}_{0x} = \vec{E}_{0y} = \vec{E}_0$ y además, su diferencia de fase relativa $\varepsilon = -\frac{\pi}{2} + 2m\pi$ donde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Por lo tanto [I.1, I.3]

$$\vec{E}_x(z, t) = \hat{i}\vec{E}_0 \cos(kz - \omega t) \tag{I.83}$$

y

$$\vec{E}_y(z, t) = \hat{j}\vec{E}_0 \sin(kz - \omega t) \tag{I.84}$$

donde \vec{E}_0 es la amplitud de las ondas, k es una constante positiva conocida como número de propagación y ω es la frecuencia angular (rad/s).

Por consiguiente la onda está dada por [I.1, I.3]

$$\vec{E} = \vec{E}_0[\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad (I.85)$$

Que se puede ver en la Figura I.8. Obsérvese que la amplitud escalar de \vec{E} , la cual es igual a \vec{E}_0 , es una constante. Pero la dirección de \vec{E} es variable con el tiempo y no está restringida como antes a un solo plano. En $t = 0$, \vec{E} cae a lo largo del eje de referencia en la Figura I.7 y así [I.1, I.3]

$$\vec{E}_x = \hat{i}\vec{E}_0 \cos kz_0 \quad y \quad \vec{E}_y = \hat{j}\vec{E}_0 \sin kz_0$$

Un tiempo más tarde $t = \frac{kz_0}{\omega}$, $\vec{E}_x = \hat{i}\vec{E}_0$, $\vec{E}_y = 0$ y \vec{E} esta a lo largo del eje x . El vector campo eléctrico \vec{E} está rotando en la dirección de las manecillas del reloj con una frecuencia ω visto por un observador hacia quien la onda se esta moviendo. Tal onda tiene polarización circular [I.1, I.3].

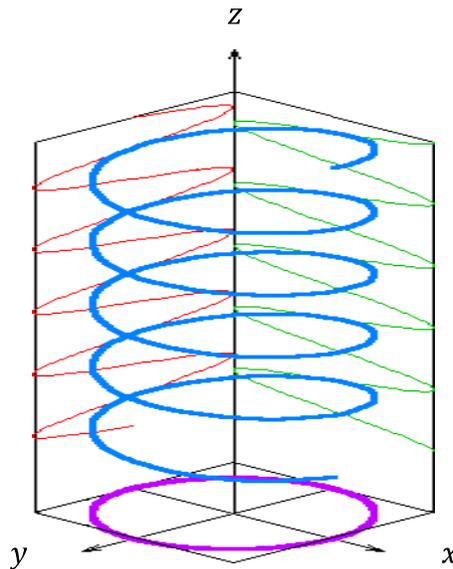


Figura I.7.- Polarización circular.

I.7.1.3.- Polarización elíptica

Por lo que a la descripción matemática se refiere tanto la luz lineal como circular se pueden considerar como casos especiales de luz elípticamente polarizada o más simplemente luz elíptica. Por ello queremos decir que, en general, el vector campo eléctrico resultante \vec{E} rotará y cambiará su magnitud. En tales casos el extremo de \vec{E} trazará una elipse en un plano fijo perpendicular a \mathbf{k} , cuando la onda avanza. Donde \mathbf{k} es la dirección de propagación de la onda (Figura I.8).

Con este fin recordemos que

$$\vec{E}_x = \vec{E}_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (\text{I.86})$$

y

$$\vec{E}_y = \vec{E}_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \quad (\text{I.87})$$

La ecuación de la curva que estamos buscando no debe ser función ni de la posición ni del tiempo, es decir, debemos poder librarnos de la dependencia de $(kz - \omega t)$. Desarrollemos la expresión para \vec{E}_y en

$$\vec{E}_y / \vec{E}_{0y} = \cos(kz - \omega t) \cos \varepsilon - \text{sen}(kz - \omega t) \text{sen} \varepsilon \quad (\text{I.88})$$

y combinémosla con \vec{E}_x / \vec{E}_{0x} para dar

$$\frac{\vec{E}_y}{\vec{E}_{0y}} - \frac{\vec{E}_x}{\vec{E}_{0x}} \cos \varepsilon = -\text{sen}(kz - \omega t) \text{sen} \varepsilon \quad (\text{I.89})$$

De la ecuación (I.87) se deduce que

$$\text{sen}(kz - \omega t) = \left[1 - \left(\frac{\vec{E}_x}{\vec{E}_{0x}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{I.90})$$

y así la ecuación (I.89) nos lleva a

$$\left(\frac{\vec{E}_y}{\vec{E}_{0y}} - \frac{\vec{E}_x}{\vec{E}_{0x}} \cos \varepsilon \right)^2 = \left[1 - \left(\frac{\vec{E}_x}{\vec{E}_{0x}} \right)^2 \right] \text{sen}^2 \varepsilon \quad (\text{I.91})$$

Finalmente entonces, al arreglar los términos, tenemos

$$\left(\frac{\vec{E}_y}{\vec{E}_{0y}} \right)^2 + \left(\frac{\vec{E}_x}{\vec{E}_{0x}} \right)^2 - 2 \left(\frac{\vec{E}_x}{\vec{E}_{0x}} \right) \left(\frac{\vec{E}_y}{\vec{E}_{0y}} \right) \cos \varepsilon = \text{sen}^2 \varepsilon \quad (\text{I.92})$$

Esta es la ecuación de una elipse que hace un ángulo α con el sistema coordenado (\vec{E}_x, \vec{E}_y) , (Figura I.8) tal que

$$\vec{E}_y = \vec{E}_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \tan 2\alpha = \frac{2\vec{E}_{0x}\vec{E}_{0y} \cos \alpha}{\vec{E}_{0x}^2 - \vec{E}_{0y}^2} \quad (\text{I.93})$$

La ecuación (I.91) debería ser un poco más reconocible si los ejes principales de la elipse estuvieran alineados con los ejes coordenados, es decir, $\alpha = 0$ o equivalentemente $\varepsilon = \pm \pi/2, \pm 3\pi/2, \pm 5\pi/2, \dots$, en cuyos casos tenemos la forma similar

$$\frac{\vec{E}_y^2}{\vec{E}_{0y}^2} + \frac{\vec{E}_x^2}{\vec{E}_{0x}^2} = 1 \quad (\text{I.94})$$

Además, si $\vec{E}_{0y} = \vec{E}_{0x} = \vec{E}_0$ esto se reduce a

$$\vec{E}_y^2 + \vec{E}_x^2 = \vec{E}_0^2$$

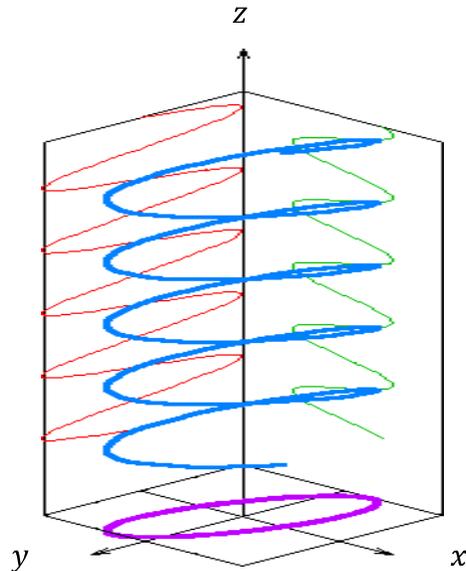


Figura I.9.- Polarización elíptica

I.8.- Monocromaticidad

La salida del láser es producto sobre todo de la emisión estimulada de fotones con frecuencias idénticas. Sin embargo, algunos fotones emitidos de forma espontánea con fase aleatoria también puede contribuir a la salida del láser; ocasionando así, el ancho del haz finito de la emisión láser. Además de este efecto inherente, otros factores externos, tales como vibraciones mecánicas, que cambian la extensión de la cavidad, o las variaciones en el índice de refracción del medio de ganancia adicionalmente amplían el ancho del haz de un láser. Sin embargo, los láseres proporcionan el más alto grado de monocromatismo, casi alcanzando el límite ideal. Por ejemplo, el ancho de banda espectral del láser de rubí es de sólo $\Delta\lambda = 0,53$ nm ($\lambda = 694,3$ nm). La razón del alto grado de monocromatismo de luz láser es el efecto adicional de filtrado de frecuencia de la cavidad del laser de *Fabry-Perot* [I.4].

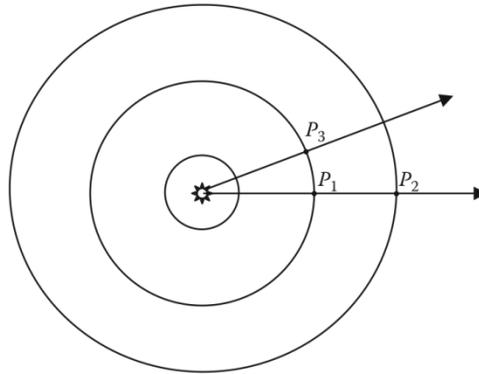


Figura I.9.- Una fuente puntual monocromática emite luz perfectamente coherente [I.4]

I.9.- Coherencia

La coherencia es la más prominente característica de la luz láser. El grado de coherencia está determinado por el grado de correlación entre las fases del campo electromagnético en diferentes puntos (coherencia espacial) y tiempos (coherencia temporal). La coherencia temporal es la medida del grado de monocromaticidad de la luz, mientras que la coherencia espaciales una medida de la uniformidad de fase a través del frente de onda óptico. Una fuente puntual monocromática ideal (Figura 1.31), produce luz perfectamente coherente. A medida que la fuente puntual emite una onda senoidal ideal, es fácil predecir la fase de la radiación en un punto dado en un momento dado t_2 , si conocemos cual fue la fase en el mismo punto en un momento anterior t_1 . Esta es la coherencia temporal perfecta. La coherencia espacial longitudinal requiere una correlación entre las fases en un momento dado en dos puntos P_1 y P_2 , situados a lo largo de un radio y es similar a la coherencia temporal. Por lo tanto, la coherencia temporal es también llamada coherencia espacial longitudinal. Ahora, vamos a considerar dos puntos P_1 y P_3 a lo largo del mismo frente de onda. La coherencia espacial transversal perfecta significa que si se conoce la fase de la onda en el punto P_1 en el tiempo t_1 , se puede predecir la fase del campo en este mismo momento en el punto P_3 a lo largo del mismo frente de onda [I.4].

Una fuente de luz convencional, como la de una lámpara de tungsteno, produce luz incoherente. Con el fin de obtener luz parcialmente coherente de una lámpara de tungsteno, se emplean un filtro y un agujero de alfiler, aunque esto reduce drásticamente la intensidad de la luz. En el medio de un láser activo, las fuentes puntuales colindantes producen luz de la misma

frecuencia y con fase correlacionada. Por lo tanto, el alto grado de coherencia temporal y espacial de la luz láser es una propiedad inherente originada del proceso de generación de luz láser a través de la emisión estimulada. Un haz de láser monomodo exhibe el mayor grado de coherencias temporales y espaciales, dado que la coherencia espacial transversal se extiende a todo lo ancho del rayo [I.4].

I.9.1.- Longitud de coherencia

Es la longitud máxima de un haz en que los fotones pueden ser ubicados en tiempo y fase, y por ende, que es capaz de generar patrones de interferencia estables, y se refiere a la correcta ordenación sinusoidal de un haz de luz. Después de este espacio, los fotones comienzan a desordenarse y generan patrones que varían rápidamente, y que no pueden ser visualizados correctamente.

Tabla I.1.- Longitud de coherencia aproximada para algunas fuentes luminosas [I.1]

Fuente	Longitud de onda media λ (nm)	Ancho de banda $\Delta\lambda$ (nm)	Longitud de coherencia
Luz blanca	550	≈ 300	≈ 900
Arco de mercurio	546.1	≈ 1.0	$\leq 0.03\text{cm}$
Lámpara de descarga de Kr^{86}	605.6	1.2×10^{-3}	0.3m
Láser He-Ne estabilizado	632.8	$\approx 10^{-6}$	$\leq 400\text{m}$
Láser especial He-Ne	1153	8.9×10^{-11}	15×10^6

Siempre que la diferencia de camino óptico sea menor a la longitud de coherencia, podrán darse las condiciones para superponerse y generar patrones de interferencia estables.

I.10.- Superposición de ondas

Esta propiedad, conocida como principio de superposición, sugiere que la perturbación resultante en cualquier punto de un medio es la suma algebraica de sus ondas constitutivas separadas empleando una fuente de luz láser, llevando a cabo la superposición de haces, los

cuales tienden a sumarse o eliminarse, llevando a cabo interferencias constructivas o destructivas, como se ilustra en la Figura I.10 [I.1, I.5, I.6].

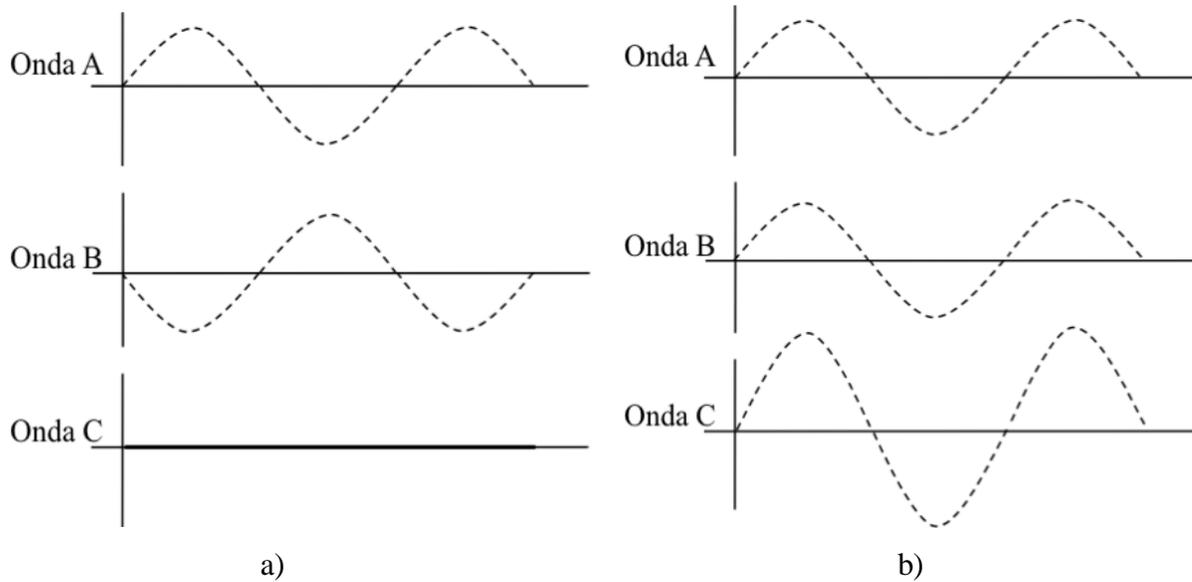


Figura I.10. Interferencia a) constructiva y b) destructiva. En ambas figuras la onda C es producto de la suma de las ondas A y B

Existen diferentes intervalos durante los desfases, para los cuales las interferencias no son totalmente destructivas o constructivas, sino estados intermedios donde el producto de la interferencia es la suma algebraica de las ondas en cada punto.

Recuérdese que se puede escribir una solución de la Ecuación diferencial de onda en la forma [I.1]:

$$E(x,t) = E_0 \sin [\omega t - (kx + \varepsilon)] \tag{I.95}$$

Donde E_0 representa la amplitud de la perturbación armónica que se propaga a lo largo de la dirección positiva del eje x . Alternativamente, si:

$$\alpha(x, \varepsilon) = -(kx + \varepsilon) \tag{I.96}$$

Entonces,

$$E(x, t) = E_0 \sin[\omega t + \alpha(x, \varepsilon)] \quad (\text{I.97})$$

Supóngase que se tienen dos de tales ondas:

$$E_1(x, t) = E_{01} \sin[\omega t + \alpha_1] \quad (\text{I.98})$$

y

$$E_2(x, t) = E_{02} \sin[\omega t + \alpha_2] \quad (\text{I.99})$$

Las dos con la misma frecuencia y velocidad, superponiéndose en el espacio. La perturbación resultante es la superposición lineal de estas ondas. Entonces

$$E = E_1 + E_2 \quad (\text{I.100})$$

La perturbación total queda:

$$E = E_0 \sin(\omega t + \alpha) + E_0 \sin \alpha \cos \omega t \quad (\text{I.101})$$

$$E = E_0 \sin(\omega t + \alpha) \quad (\text{I.102})$$

La onda representada por la Ecuación I.102 es armónica y de la misma frecuencia que las constitutivas aunque su amplitud y fase son diferentes [I.1].

Para generar interferencia entre dos haces de luz, estos deben ser coherentes, esto es que se necesita cumplir con condiciones de fase-tiempo, donde exista una correlación directa constante entre fases para interferir correctamente. Cuando se tienen dos haces de fuentes distintas, generalmente no existe una relación constante entre ambos cuando estos se superponen, lo que resulta en una oscilación constante en el tiempo que da lugar a una intensidad promedio uniforme [I.1, I.7].

Thomas Young fue el primero en diseñar un método para producir y visualizar los máximos y mínimos de intensidad descritos anteriormente (Figura I.11). La luz que, procedente de una misma fuente, llega a una pantalla tras haber atravesado dos rendijas estrechas y juntas, forma un patrón regular de bandas brillantes y oscuras. Este patrón de interferencia constituyó una evidencia concluyente de la naturaleza ondulatoria de la luz. La doble rendija de *Young* es el primer y más simple interferómetro. Por una parte, si el espacio entre las rendijas es conocido, el espaciado entre los máximos y mínimos interferenciales permite medir la longitud de onda. Por otra parte, si se conoce la longitud de onda, se puede determinar el espaciado entre las rendijas [I.1, I.8, I.9].

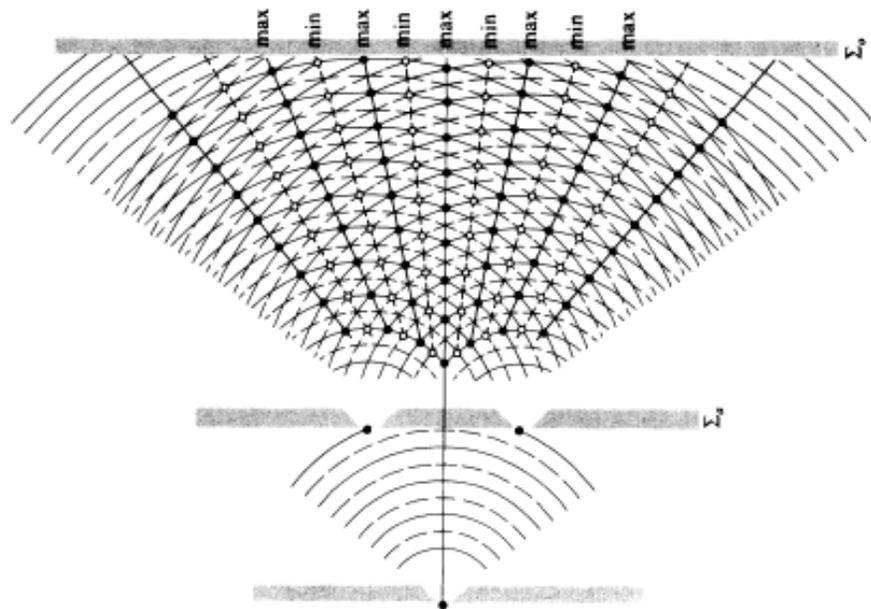


Figura I.11.- Experimento de la doble rendija de *Thomas Young* [I.1].

I.11.- Interferometría

La interferometría óptica es una técnica basada en la naturaleza ondulatoria originada por la superposición de haces de luz (Figura I.12) [I.7, I.10]. Este tipo de técnica permite realizar medidas precisas de las formas o de las distancias, ya que proporciona una muy alta resolución y no requiere de un contacto directo con la superficie o el elemento a analizar.

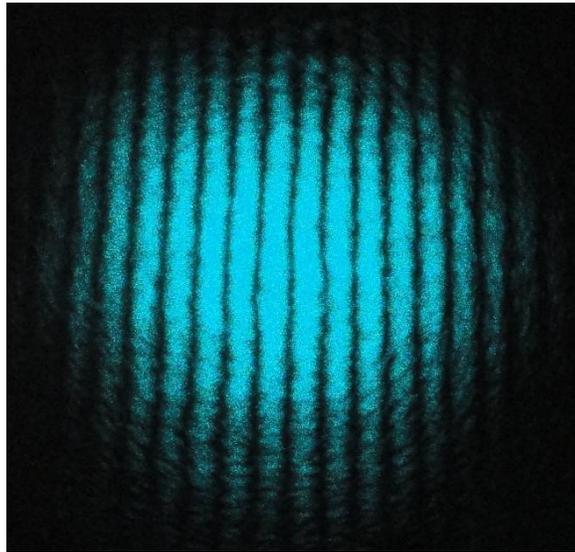


Figura I.12. Interferencias ópticas

I.11.1.- Interferómetro de *Michelson*

Un importante dispositivo experimental que utiliza la interferencia es el interferómetro de *Michelson*. Hace un siglo, este aparato aportó uno de los puntales experimentales clave de la teoría de la relatividad [I.9]

Al igual que el experimento de *Young* de las dos ranuras, un interferómetro de *Michelson* toma luz monocromática de una sola fuente y la divide en dos ondas que siguen caminos diferentes. En el experimento de *Young*, esto se hace enviando parte de la luz a través de una ranura y parte a través de otra. En los interferómetros de *Michelson* se emplea un dispositivo llamado divisor de haz [I.1, I.9]. En ambos experimentos hay interferencia cuando se combinan de nuevo las dos ondas luminosas (Figura I.13)

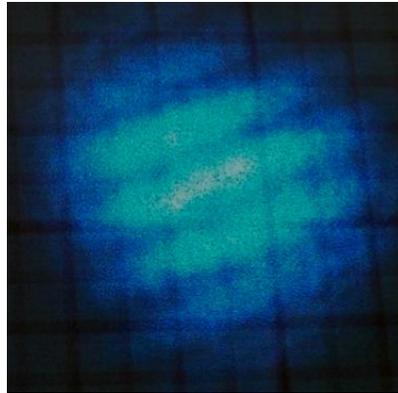


Figura I.13. Patrón de interferencia obtenido del interferómetro de *Michelson*

Aunque inicialmente *Michelson* diseñó este interferómetro en 1881 para detectar el éter, una vez que fue imposible demostrar su existencia, este dispositivo ha sido utilizado para medir longitudes de onda o para, conocida la longitud de onda de una fuente emisora, medir distancias muy pequeñas [I.7, I.11], como los minúsculos cambios de espesor de un *axón* cuando un impulso nervioso se propaga a lo largo de ellos [I.9], o índices de refracción de distintos medios.

I.11.2.- Patrones de moteado (*speckle*)

Denominamos *speckle*, a la distribución de intensidad al azar que se forma cuando la luz coherente se refleja en una superficie rugosa a escala de la longitud de onda o se propaga a través de un medio con fluctuaciones del índice de refracción (Figura I.14) [I.12].

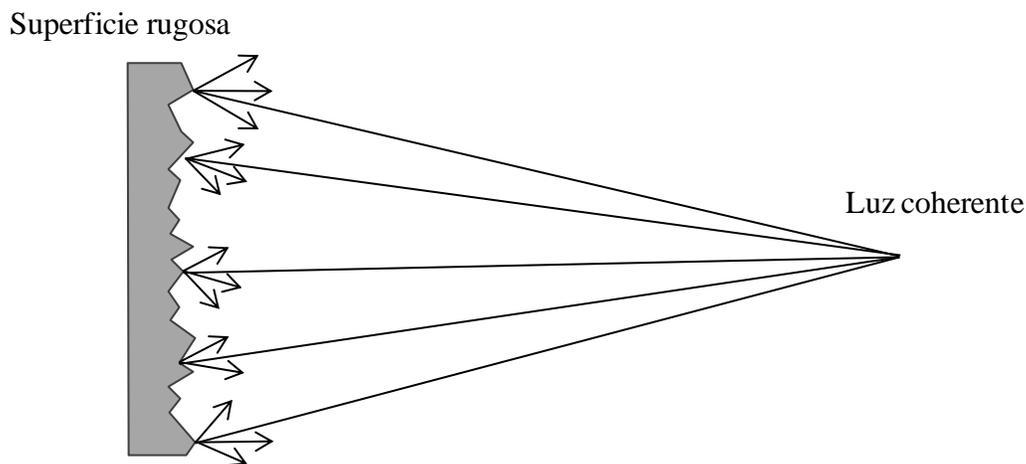


Figura I.14.- Generación de patrones de moteado (*speckle*)

Desde los inicios del uso del láser HeNe, se ha conocido al moteado, al principio fue considerado ruido en las mediciones, y se idearon múltiples formas para su eliminación, pero tiempo después se observó que el patrón de manchas generado era inherente a la superficie que lo generaba (Figura I.15).



Figura I.15.- Patrón de moteado

Esta técnica basa la medición de deformaciones mediante el cambio de patrones de moteado, dado que si la superficie cambia su forma, también lo hará el moteado y para la medición de variaciones se emplea el procesamiento digital de imágenes para la evaluación de los esfuerzos, haciendo comparaciones entre una imagen del estado inicial del patrón (sin carga) y el sucesivo cambio de este a través de la aplicación de cargas.

I.12.- Sumario

En el presente capítulo se exponen las nociones básicas empleadas en interferometría láser, con el propósito de desarrollar de manera introductoria la comprensión de conceptos empleados posteriormente en la descripción del funcionamiento del dispositivo interferométrico.

I.13.- Referencias

- I.1.- Hecht, E., *Optics*, 4^a. Edición, Ed. Addison Wesley, San Francisco, USA, pp. 602-607, 2002.
- I.2.- Hayt, William H., *Teoría Electromagnética*, 5^a edición, McGraw-Hill.
- I.3.- Wangsness, Roald K., *Campos Electromagnéticos*, LIMUSA.
- I.4.- Yoshizawa, T., *Handbook of Optical Metrology, Principles and Applications*, CRC Press, Boca Raton, 2009.
- I.5.- Landsberg, G. S. *Óptica*, Vol. I, Ed. Mir, Moscú , pp. 22-28, 1976.
- I.6.- Gil, S. y Rodríguez, E. *Física Re-Creativa*, Ed. Prentice Hall, Madrid, 2001.
- I.7.- J. Duarte, F. Fernández y M. Moreno Sereno, *Técnicas de medida para pequeños desplazamientos*, Revista Dyna, Vol. 76, No. 158, pp. 167-176, 2009.
- I.8.- Smith, W. J., *Modern Optical Engineering*, 3rd ed, Ed. McGraw Hill, New York, pp. 11-15, 2000.
- I.9.- Sears, F. W., Zemansky, M. W., Young, H. D. & Freedman, R. A., *Física Universitaria*, 11^a Edición, Vol. I y II, Ed. Addison-Wesley, México, pp. 414-422, 1338-1358, 2007.
- I.10.- Duarte, J. E., Fernández, H., y Moreno, M., *Caracterización de membranas termoneumáticas mediante interferometría óptica*, Rev. Acad. Colomb. Cienc., Vol. 31, Num 118, pp. 79-87, 2007.
- I.11.- Aguanno, M.V., Lakestani, F., Whelan, M.P. and Connelly, M.J., *Speckle interferometry using a CMOS-DSP camera for static and dynamic deformation measurements*, 12th International Conference on Experimental Mechanics 29 August - 2 September, 2004 Politecnico di Bari, Italy.
- I.12.- Dainty, J. C., Ennos, A. E., Françon, M., Goodman, J.W., McKechnie, T. S. and Parry, G., *Laser Speckle and Related Phenomena*, Ed. Springer-Verlag, Heidelberg, pp. 1-18, 1984.
- I.13.- Landsberg, G. S. *Óptica*, Vol. II, Ed. Mir, Moscú , pp. 139-142, 1976.
- I.14.- Klein, M.V. and Furtak, T.E., *Optics*, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, p. 475, 1986.
- I.15.- Sirohi, R. S., *Optical Methods of Measurement: Wholefield Techniques*, 2^a Ed., Ed. CRC Press, Boca Raton, pp. 1-2, 2009.

Capítulo II.- Estudio preliminar sobre la biocompatibilidad de prótesis de titanio

Se presenta un análisis de diversos factores que influyen en el desarrollo de prótesis, entre ellos la biocompatibilidad de los materiales y los procesos empleados para su manufactura.

II.1.- Introducción

Desde la antigüedad, las intervenciones quirúrgicas al cuerpo humano han sido practicadas por civilizaciones en todas las partes del mundo, como amputaciones, tratamiento de fracturas en huesos, operaciones cesáreas, entre otras, que conjugaban las prácticas medicinales con la hechicería y la religión.

En el ámbito ortopédico, existe evidencia de implantes desarrollados de diversos materiales desde hace mucho tiempo. Como ejemplo, en el antiguo Egipto (entre los años 1065 y 740 antes de Cristo) en el estudio de una momia de mujer se apreció un implante realizado en vida, una prótesis del dedo gordo del pie derecho (Figura I.1). La prótesis fabricada en madera, se encontraba atada al pie y probablemente fue indispensable hacerla, debido a que el calzado empleado en la época requería esencialmente de esta parte. Así mismo los egipcios colocaban prótesis a los cadáveres que habían sufrido amputaciones, pensando que las necesitarían, para poder vivir en el más allá [II.1, II.2].



Figura II.1.- Prótesis de dedo encontrada en Egipto [II.2]

El primer trabajo registrado sobre el estudio de la biomecánica del ser humano, fue realizado por *Leonardo Da Vinci* en su trabajo titulado “*Notas sobre el cuerpo Humano*”, donde describió y registró información sobre la mecánica del cuerpo en las posiciones, vertical, en marcha, en ascenso y descenso [II.3]. Anteriormente, *Aristóteles* en “*Incessu Animalium*”, realizó un análisis sobre la anatomía de los animales a manera de sistemas mecánicos [II.4].

Por su parte, *Galileo* y *Newton* realizaron estudios anatomía del cuerpo humano y dejaron establecidas las bases para el análisis de su movimiento.

Durante la Primera Guerra Mundial, el desarrollo de prótesis cobró importancia y fueron realizados diversos estudios sobre su mejora fueron llevados a cabo por *Amar* en Francia y por *Schlesinger* en Alemania. En EUA se fomentaron estudios en el mismo rubro por *Eberhart* e *Inman* en California, y por *Contini* y *Fishman* en Nueva York, después de la Segunda Guerra Mundial. Durante este mismo periodo, en Europa fueron implementados varios trabajos por *Wolff*, *Roux*, *Pauwels* y muchos otros, quienes plantearon las bases para desarrollar varias de la investigaciones que se llevan a cabo hasta nuestros días en el ámbito de la ingeniería biomédica moderna [II.5].

Actualmente el mercado de prótesis contempla sólo la fabricación de especímenes en base a especificaciones generalizadas [II.6], debido en parte a que la manufactura en base a medidas específicas conlleva a realizar fuertes cambios en la infraestructura requerida para su fabricación, lo que incrementa el precio del producto de modo tal, que la flexibilidad y la ergonomía son socavadas [II.7].

En el desarrollo de prótesis es de importancia la consolidación ósea, la cual se da en un lapso de tiempo relativamente largo [II.8]. Estudios recientes han arrojado resultados que muestran una consolidación de manera más activa en prótesis con elementos nanoparticularizados sobre su superficie [II.9], adicionalmente la poderosa y rápida respuesta de los materiales nanoestructurados parece ser muy prometedora para aplicaciones biomédicas [II.10]. Diversos esfuerzos para el desarrollo de prótesis y materiales biocompatibles han sido llevados a cabo [II.11, II.12], sin embargo, sigue siendo muy limitado el uso de exitosas implementaciones clínicas con poderosas aplicaciones dadas por las nanopartículas [II.7, II.13].

II.2.- Biocompatibilidad

El período de tiempo necesario para que un implante sea rechazado o asimilado por el organismo, depende de las diversas interacciones que existan entre el implante y el medio

fisiológico hasta restablecer el equilibrio interno [II.14], las cuales conocemos como biocompatibilidad (Figura I.2) [II.15].

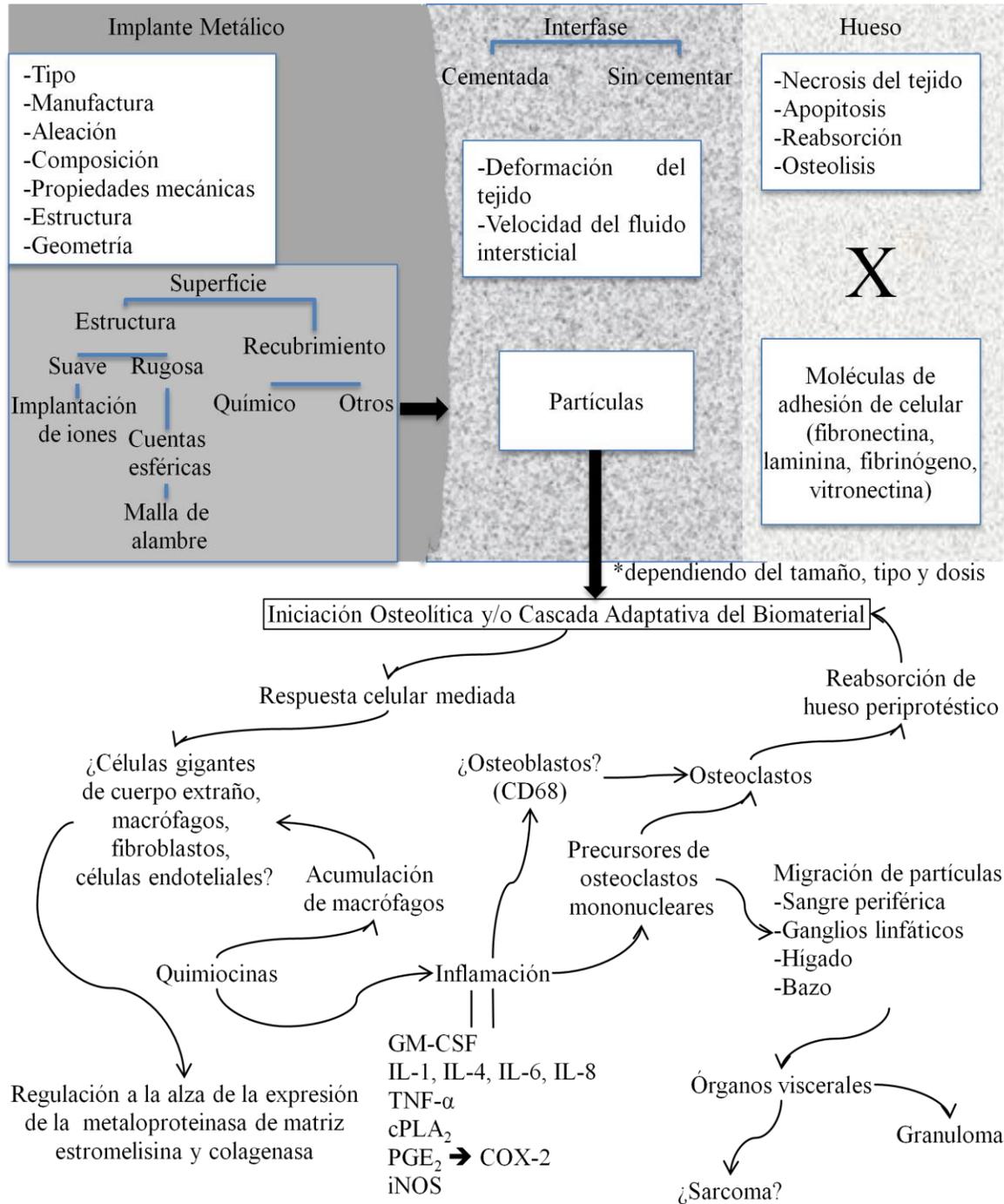


Figura II.2- Interfaz implante metálico – tejido duro y cascada de adaptación [II.16]

Biocompatibilidad es el término utilizado para describir el estado de las relaciones cuando un biomaterial existe dentro de un entorno fisiológico, sin que el material afecte adversa y significativamente al cuerpo, ni el entorno del cuerpo afecte adversa y significativamente al material [II.17]. Esta definición no engloba todos los rasgos que implica a un material biocompatible, pero otorga una idea clara sobre sus características. Sin embargo, existe la norma *ISO 10993-1: "Biological evaluation of medical devices"* donde se especifican una serie de pruebas que debe superar un material antes de ser considerado como biocompatible [II.1].

Actualmente, ha tomado gran importancia el análisis de los fenómenos que ocurren en la interfase entre las prótesis y el tejido. Dentro del complejo sistema fisiológico humano, existen proteínas fibrosas que dan soporte estructural al tejido, con son el colágeno, la elastina, la queratina, la reticulita, la miosina y la actina. También hay otras que actúan como biocatalizadores, que son las proteínas globulares o enzimas, las cuales mantienen los procesos metabólicos y con ello las funciones vitales. Debido a esta compleja organización, el organismo puede identificar, rechazar o admitir cualquier implante introducido en él [II.14, II.19].

II.3.- Biomateriales

Es de importancia separar el concepto de biomateriales de algún otro material que sea empleado momentáneamente en el proceso de tratamiento de un paciente, tales como el bisturí o las gasas, dado que el tiempo de interacción con el tejido no es suficiente para tener efectos relevantes [II.17].

Un biomaterial puede ser definido como un material que es utilizado en el tratamiento de pacientes y que, en algún momento, las interfases con el tejido durante un período significativo de tiempo son tales que la interacción entre el tejido y el material son un factor importante en el tratamiento [II.17].

Tal como lo indica la definición anterior, un biomaterial implantado y en contacto con tejido vivo no debe producir ningún tipo de alteración, lo que limita las materias primas con las que

se puede abordar su diseño. Sin embargo, su principal característica es la gran diversidad de materiales con la que pueden ser fabricados. Entre estos se incluyen metales, cerámicas, vidrios, acero y otras aleaciones metálicas, polímeros sintéticos de múltiples clases, polímeros naturales, tejidos biológicos modificados, etc. [II.20, II.21].

El uso de biomateriales en la actualidad es una práctica habitual y sin embargo, como consecuencia de la multitud de aplicaciones, han sido identificadas una multitud de efectos secundarios, colaterales o complicaciones [II.1].

Aunque existe una gran variedad, solo se hará mención de 3 tipos de biomateriales a grandes rasgos, con el propósito de conocer sus principales características: los cerámicos, los poliméricos y los metálicos.

II.3.1- Biomateriales metálicos

Los metales han sido empleados con éxito durante décadas en la fijación de fracturas y la sustitución de articulaciones, debido a sus características mecánicas, eléctricas y térmicas. Recientemente, los mecanismos de falla de los implantes son objeto de una intensiva investigación con el propósito de encontrar maneras de incrementar su longevidad y sus expectativas [II.16]. Existen registros de 1952, donde se muestra el uso de una prótesis de oro empleada para el cerrado de un paladar hendido [II.22].

Los puntos principales a considerar en la selección de las aleaciones y metales con fines de aplicación biomecánica son su biocompatibilidad, propiedades mecánicas adecuadas, un costo razonable y principalmente la resistencia a la corrosión [II.23, II.24]. Ya en la década de 1920, el médico dentista *Reiner Erdle* y el metalurgista *Charles Orange*, acoplaron sus conocimientos para desarrollar el primer biomaterial metálico aleado, cuya principal aplicación se hallaba en sus inicios en recubrimientos dentales. Esta aleación de cromo-cobalto (65% Co, 30% Cr, 5% Mo) presenta propiedades de biocompatibilidad y de resistencia a la corrosión, características que dieron origen a diversas investigaciones para su implementación en la fabricación de diferentes piezas en ortopedia, desde clavos, tornillos y fijadores de huesos fracturados, hasta implantes de cadera, rodilla, hombro, codo, entre otras.

La evaluación exhaustiva de la interacción de los osteoblastos y la superficie de los biomateriales ha dado como resultado el desarrollo de nuevas aleaciones, por ejemplo, la interacción sobre titanio común y aleaciones de cobalto ha mostrado una extensión celular durante las 12 primeras horas de ser implantado [II.16, II.25].

Actualmente, para la fabricación de implantes en ortopedia y en otros ramos de la medicina, las aleaciones de mayor uso son a base de titanio (Figura I.3), debido a su alta durabilidad, facilidad en el maquinado, buena biocompatibilidad y alta resistencia a la corrosión, debido a la fina capa de óxido que se genera debida al fenómeno de pasivación que ocurre de manera natural sobre el material, generando una capa de óxido de entre 5 y 10 nanómetros después de una exposición de pocos milisegundos a un ambiente con oxígeno [II.1, II.26].



Figura II.3.- Sistema de placa-tornillo de compresión dinámica de cadera

II.3.2- Biomateriales poliméricos

Estos biomateriales tienen alta ductilidad, facilidad en el manufacturado, bajo peso, y se emplean principalmente en el fijado de fracturas, sustitución de huesos y en el reemplazo de tejidos blandos, como piel, cartílagos y ligamentos, además de ser empleados para la liberación gradual de medicamentos. Entre estos materiales podemos mencionar al polietileno de ultra alto peso molecular (PEUAPM), el cual es uno de los primeros en ser empleado en cuestiones ortopédicas y que está compuesto por cadenas de muy elevada longitud, que ayudan a transferir las cargas efectivamente, lo que le otorga tenacidad. Por otra parte, existe la propensión de algunos polímeros a generar ácidos y otras toxinas en el proceso de disolución [II.16, II.27, II.28].

II.2.3- Biomateriales cerámicos

Las biocerámicas son materiales no metálicos, duros y frágiles, con baja ductilidad y tenacidad, obtenidos en general con aplicación de altas temperaturas y presiones [II.1, II.29]. Para aplicaciones ortopédicas existen básicamente los óxidos metálicos y los fosfatos cálcicos. Los primeros son llamados cerámicos bioinertes, como los óxidos de aluminio (Al_2O_3) y circonio (ZrO_2), son resistentes a la corrosión y no producen cambios significativos en el área en contacto con el tejido, por lo que son empleados principalmente en la elaboración de superficies de prótesis articulares. Los segundos, también denominados cerámicos bioactivos, como la hidroxiapatita de alta densidad, los fosfatos de calcio y algunos vidrios, se caracterizan por permitir la generación de enlaces entre el biomaterial y el tejido vivo, admitiendo el crecimiento de este último dentro del cerámico [II.1, II.27, II.29].

Sin embargo existen desarrollos de biomateriales híbridos, compuestos de cerámicos y aleaciones metálicas, que aprovechan las características de ambos elementos para el desarrollo de prótesis y en la restauración de articulaciones.

Tabla II.1.- Propiedades y aplicaciones de algunos biomateriales [II.30]

	Biomaterial	Propiedades	Aplicaciones
Metales y aleaciones	Aceros inoxidables, Aleaciones de Titanio, Cobalto, Nitinol	Alta densidad, resistencia mecánica al desgaste, impacto, tensión y compresión, baja biocompatibilidad, resistencia a la corrosión	Implantes y fijaciones ortopédicas con tornillos, placas, alambres, varillas, clavos, implantes dentales
	Cobre	Se corroe en el útero	Dispositivos intrauterinos
	Amalgamas y aleaciones dentales	Biocompatibles con saliva	Implantes dentales y reparaciones
	Espirales vasculares elásticas (stents)	Biocompatibles con sangre	Reparación de venas y arterias

Polímeros	Hule (goma) sintético, polietileno, polipropileno, acrílicos, teflón	Baja densidad y resistencia mecánica, facilidad de fabricación, formación de biopelículas	Suturas, sustitución de arterias y venas, restauración máxilofacial; nariz, oreja, mandíbula, dientes; tendón artificial. Cirugía plástica estética
	Dacron, Nylon [Poliéster]		Hilos de suturas
Cerámicos	Óxidos metálicos, alúmina [Al ₂ O ₃], zirconia [ZrO ₂], Titania [TiO ₂], fibra de carbono, apatita artificial. Recubrimientos	Buena biocompatibilidad, resistencia a la corrosión, inertes, alta resistencia a la compresión, alta densidad y dureza, dificultad de maquinado y fabricación	Caderas protésicas, dientes cerámicos, cementos
Compuestos	Metal cubierto con cerámica: Ti con hidroxiapatita porosa Material cubierto con carbón o diamante	Buena compatibilidad, inertes, alta resistencia a la corrosión y a la tensión. Falta de consistencia en la fabricación del material	Implantes ortopédicos reforzados con fibras de carbono, válvula artificial cardiaca, restauración de articulaciones

II.4.- Características superficiales

Lamentablemente los implantes metálicos respecto a los cerámicos, tienen una biocompatibilidad relativamente baja. Sin embargo, la variación de características superficiales y la generación de recubrimientos en este tipo de elementos, incrementan su biocompatibilidad, reduce la toxicidad y mejora la osificación en prótesis que así lo requieran, como lo son las dentales.

La forma física del implante es un factor importante en la biocompatibilidad, hecho que ha sido estudiado y comprobado ampliamente. Por ejemplo, en la generación de cáncer, el material pulverizado produce efectos completamente diferentes a los que produce el material

en sólido. También la forma física parece influenciar la susceptibilidad a la infección en procedimientos que involucran implantes. Las diversos tipos de reacciones tienen su origen en la interfase, por lo que el estudio de las propiedades de la superficie de los biomateriales es de gran importancia [II.18].

Una vez que el biomaterial ha sido implantado, su contorno se ve sometido a una intensa acción electrolítica, cuyas reacciones pueden generar la degradación superficial del material o la formación citotoxicidad. Los factores más influyentes son el tipo de tejido en el que se encuentre en contacto, la forma de la prótesis y su superficie, así como la condición de carga a la que se encuentre sometida [II.14, II.31, II.32].

En cuanto a los efectos en la interfase, las propiedades de superficie en el desempeño biológico pueden ser consideradas de acuerdo a tres clasificaciones [II.33]:

- 1.- Los efectos químicos son los más localizados y operan en grupos atómicos o en dimensiones moleculares.
- 2.- Los efectos a largo plazo operan sobre una extensión mayor de superficie y pueden, por ejemplo, ser asociados con cambios en las dimensiones.
- 3.- Los efectos macroscópicos en algunas ocasiones son mecánicos en sus efectos, por ejemplo, la rugosidad superficial.

El uso de titanio ha sido muy difundido para aplicaciones en ortopedia y otros ramos de la medicina, debido a sus características mecánicas, su biocompatibilidad relativamente alta y su resistencia al desgaste, inclusive en el desarrollo de métodos que mejoran y aceleran la estabilidad de la interfase hueso-prótesis, como son la modificación de superficies y los recubrimientos con óxidos. En el primer caso, tenemos que es de especial importancia la rugosidad del material, debido a que de esta depende directamente la intensidad de crecimiento de tejido óseo y de adhesión celular [II.26, II.34, II.35, II.36, II.37], y en lo que compete al segundo, existen reportes de que las propiedades físicas de algunos materiales

metálicos aceleran el desarrollo de las interacciones tejido óseo – prótesis, las cuales pueden ser aprovechadas mediante la aplicación de películas finas de material (Figura I.4), por medio de métodos de depósito, como lo es la técnica Sol-Gel [II.26], además de ser empleados para evitar o reducir en gran medida la degradación y corrosión de los implantes [II.16].



Figura II.4.- Prótesis con recubrimiento de TiO_2 y nanopartículas de oro en uno de sus extremos

Existe el caso del oro, el cual es un material que presenta alta biocompatibilidad y una toxicidad baja, y de acuerdo a [II.38], los núcleos de las nanopartículas de oro son inertes y no tóxicos, pero que disiente con investigaciones recientes en el ramo, debido a que para algunos autores, estas características guardan una estrecha relación respecto al tamaño y a sus formas, además de los agentes utilizados en su estabilización y funcionalización [II.39]

II.5.- Sumario

En el presente capítulo se hace un breve compendio sobre los estudios que engloban a la biocompatibilidad de prótesis, las principales interacciones que existen con el cuerpo y la importancia de sus características superficiales en este rubro, especialmente sobre las de titanio, con el propósito de enfatizar en la importancia de la aplicación de este método en la caracterización de películas delgadas depositadas sobre este tipo de elementos.

II.6.- Referencias

- II.1.-Pino Mínguez, J., *Estudio nanométrico de biocompatibilidad y adhesividad celular a biomateriales utilizados en cirugía ortopédica*, Tesis doctoral, Universidad de Santiago de Compostela, España, 2008.
- II.2.-Finch, J., *Descubren en Egipto la Prótesis más Antigua del Mundo*, El Mundo, Madrid, España, pp. 27, 27 de Julio de 2007.
- II.3.-Feria Reyes C.V., *Estudio del aflojamiento aseptico de prótesis de cadera debido al desgaste*, Tesis de Doctorado en Ciencias con Especialidad en Ingeniería Mecánica, SEPI-ESIMEZ-IPN, pp. 33, México, 2006.
- II.4.-Chico Ruiz F., *Biomecánica del pie*, Revista Electrónica Ide@s CONCYTEG, Año 2, Núm. 21, México, pp. 182-188, 22 de Junio de 2007.
- II.5.-Chao E.Y.S., *Orthopaedic biomechanics: The past, present and future*, J. International Orthopaedics, Springer, Vol. 20, Núm. 4, Berlin, pp. 239-243, 1996.
- II.6.-T. Ogawa, and I. Nishimura, *Different bone integration profiles of turned and acid-etched implants associated with modulated expression of extracellular matrix genes*, International Journal of Oral and Maxillofacial Implants, Vol. 18, No. 2, pp. 200-210, 2003.
- II.7.-Mendoza Basilio C., Torres San Juan C., López Suarez O., Torres Torres C., Trejo Valdéz M., Urriolagoitia Calderón G. y Urriolagoitia Sosa G., *Análisis de la morfología de prótesis personalizadas mediante interferometría láser y nanopartículas de oro*, Congreso Nacional de Ingeniería Electromecánica y de Sistemas del 8 al 12 de Noviembre, México, 2010.
- II.8.-Ruiz Muñoz E. R., *Análisis de la estabilización segmentaria en especímenes de columna lumbar porcina (L1-L5) con cerclaje interespinoso empleando un cinturón de poliamida 6/6*, Tesis de Maestría en Ciencias de la Ingeniería Mecánica con opción en Diseño Mecánico, SEPI-ESIMEZ-IPN, pp. 1-34, México, 2010.
- II.9.-T. Ogawa, L. Saruwatari, K. Takeuchi, H. Aita1. and N. Ohno, *Ti Nano-nodular Structuring for Bone Integration and Regeneration*, Journal of Dental Research, Vol. 87, No. 8, pp. 751-756, 2008.
- II.10.- Chen P. C., Mwakwari S. C., Oyelere A. K., *Gold nanoparticles: From nanomedicine to nanosensing*, Nanotech., Sci. and Appl., Vol. 1 pp. 45-65, 2008.

- II.11.- Cooper L., Zhou Y., Takebe J., Guo J., Abron A., Holmen A. and Ellingsen J. E., *Fluoride Modification Effects on Osteoblast Behavior and Bone Formation at TiO₂ Grit-blasted c.p Titanium Endosseous Implants*, *Biomaterials*, Vol. 27, pp. 926 – 936, 2006.
- II.12.- Puckett S. D., Lee P. P., Ciombor D. M., Aaron R. K., Webster T. J., *Nanotextured titanium surfaces for enhancing skin growth on transcutaneous osseointegrated devices*, *Acta Biomater*, Vol. 6 Issue 6, pp. 2352-62, Jun, 01, 2010.
- II.13.- Feng Z., Ziv I., Rho J., Han S. and Fishkin Z., *Effects of titanium prosthesis, offset and size of field of view on bone mineral density measurements using quantitative computed tomography*, *The British Journal of Radiology*, Vol. 73, Issue 869, pp. 498-503.
- II.14.- Jain R.K., Au P., Tam J., Duda D.G., Fukumura D., *Engineering Vascularized tissue*, *Nature biotechnology*, Vol. 23, Núm. 7, pp. 821, 2005.
- II.15.- Sabino G., Marcos A., *Modificación de superficies de biomateriales poliméricos y estudios de biocompatibilidad*, *Revista Iberoamericana de Polímeros*, Vol. 9, Núm. 3, pp. 206-210, Mayo de 2008.
- II.16.- Yaszemski M. J., Trantolo D. J., Lewandrowski K. U., Hasirci V. Altobelli D. E. y Wise D. L., *Biomaterials in Orthopedics*, Ed. Marcel-Dekker Inc., New York, pp. 4, 2004.
- II.17.- Williams, David F., *Fundamental Aspects of Biocompatibility*, Vol. I, CRC Press, Boca Raton, pp. 1-5, 2000.
- II.18.- Williams, David F., *Fundamental Aspects of Biocompatibility*, Vol. II, CRC Press, Boca Raton, pp. 45, 2000.
- II.19.- Mooney D.J., Mikos A.G., *Growing new organs*, *Scientific American*, Vol. 280, Núm. 4, pp. 60, 1999.
- II.20.- Hench L.L., Ethridge E.C.E., *Biomaterials: An Interfacial Approach*, *Biophysics and Bioengineering Series*, Vol 4, Academic Press, NY, 1982.
- II.21.- Lizarbe M.A., *Sustitutivos de tejidos: de los biomateriales a la ingeniería tisular*, *Rev. R. Acad. Cienc. Exact. Fís. Nat.*, Vol. 101, Núm. 1, España, pp. 227-249, 2007.
- II.22.- Wickstrom, J. K., *Surgical Implants - The Mechanical and Environmental Problems*, *Journal of Materials*, Vol. 1, pp. 366-372, 1966.
- II.23.- Dee K.C., Puleo D.A. y Bizios R, *An Introduction To Tissue-Biomaterial Interactions*, Ed. Wiley-Liss, New Jersey, pp. 1-12, 2003.

- II.24.- Brettle J., *A survey of the literature on metallic surgical implants*, Injury, Volume 2, Issue 1, July 1970, Pages 26-39,
- II.25.- Shah A.K., Sinha R.K., Hickok N.J., Tuan R.S., *High-resolution morphometric analysis of human osteo-blastic cell adhesion on clinically relevant orthopedic alloys*, Bone, Vol. 24, pp. 499 – 506, 1999.
- II.26.- Krzak-Roś J., Filipiak J., Pezowicz C., Baszczuk A., Miller M., Kowalski M., Będziński R., *The effect of substrate roughness on the surface structure of TiO₂, SiO₂, and doped thin films prepared by the sol-gel method*, Acta of Bioengineering and Biomechanics, Vol. 11, N° 2, pp. 21-29, 2009.
- II.27.- Gutiérrez González C.F., *Nuevos materiales cerámica – niobio con aplicaciones biomédicas*, Tesis de Doctorado en Ciencias Químicas, Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, Madrid, pp. 7, 2009.
- II.28.- Tegnander A., Engebretsen L., Bergh K., Eide E., Holen K.J., Iversen O.J., *Activation of the complement system and adverse effects of biodegradable pins of polylactic acid in osteochondritis dissecans*, Acta Orthop. Scand., Vol. 66, pp. 573 – 574, 1995.
- II.29.- Friedman R.J., *Advances in biomaterials and factors affecting implant fixation*, Inst. Course Lect., Vol. 41, pp. 127-136, 1992.
- II.30.- Benjamín Valdez S., Michael Schorr W., Ernesto Valdez S. y Mónica Carrillo B., *Biomateriales para la rehabilitación del cuerpo humano*, Revista Ciencia y Desarrollo [en línea], Diciembre de 2005, [Consultada: 22 de Mayo de 2011]
- II.31.- Pashkuleva I., Marquez A.P., Vaz F., Reis R.L., *Surface modification of starch based blends using potassium permanganate-nitric acid system and its effect on the adhesion and proliferation of osteoblast-like cells*, J. Materials Sci: Materials in Medicine, Vol. 16, Núm. 1, pp. 81-92, 2005.
- II.32.- Sabino M.A., Ajami D., Nuñez O., *Interaction of Fibroblast with Poly(p-dioxanone) and its degradation products*, J. Mat. Sci., Vol. 37, Núm. 1, pp. 35-40, 2002.
- II.33.- Hastings G.W. y Ducheyne P., *Macromolecular Biomaterials*, CRC Press, Boca Raton, pp. 7-11, 1984.
- II.34.- Murray D.W., Rae T., Rushton N., *The influence of the surface energy and roughness of implants on bone resorption*, JBJS (Br), Vol. 71-B, N° 4, pp. 632–637, 1989.

- II.35.- Satsangi A., Satsangi N., Glover R., Satsangi R.K, Ong J.L., *Osteoblast response to phospholipid modified titanium surface*, Biomaterials, Vol. 24, pp. 4585–4589, 2003.
- II.36.- Li D., Liu B., Wu J., Chen J., *Bone interface of dental implants cytologically influenced by a modified sandblasted surface*, Implant Dent, Vol. 10, N° 2, pp. 132 – 138, 2001.
- II.37.- Rhalmi S., Odin M., Assad M., Tabrizian M., Rivard C.H., Yahia L.H., *Hard, soft tissue and in vitro cell response to porous nickel – titanium: a biocompatibility evaluation*, Biomed. Mater. Eng., Vol. 9, pp. 151 – 162, 1999.
- II.38.- Connor, E.E., Mwamuka, J., Gole, A., Murphy, C.J. y Wyatt, M.D., *Gold nanoparticles are taken up by human cells but do not cause acute cytotoxicity*, Small, Vol. 1, N° 3, pp. 325-327, 2005.
- II.39.- Al-Qadi S. y Remuñán-López C., *Nanopartículas metálicas: Oro*, Monografía XXVIII: Nanotecnología farmacéutica, Monografías de la Real Academia Nacional de Farmacia, España, pp. 223-224, 2009.
- II.40.- Jamisson, R.D., Gilbertson, L.N., *Composite materials for implant applications in the human body: characterization and testing*, American Society of Testing and Materials, ASTM STP 1178, Philadelphia, 1993.
- II.41.- Dorador González J., Ríos Murillo P., Flores Luna T. y Juárez Mendoza A, *Robótica y prótesis inteligentes*, Revista Digital Universitaria [en línea], 18 de enero de 2005, Vol. 6, Núm. 1, [Consultada: 13 de Mayo de 2011].
- II.42.- Vila Jato, J. L., *Nanotecnología Farmacéutica: Realidades y Posibilidades Farmacoterapéuticas*, Ed. Real Academia Nacional de Farmacia, España, pp. 223-240, 2009.

Capítulo III.- Diseño y Manufactura del Sistema Interferométrico

En este Capítulo se presenta la descripción sobre el diseño del interferómetro de *Michelson* y el montaje del dispositivo, así como los procesos de manufactura empleados para su fabricación y el proceso iterativo para llegar al prototipo final.

III.1.- Principios básicos

El principio de funcionamiento del interferómetro está detallado en el capítulo I, donde se busca hacer interferir dos haces polarizados provenientes de la misma fuente (Figura III.1).

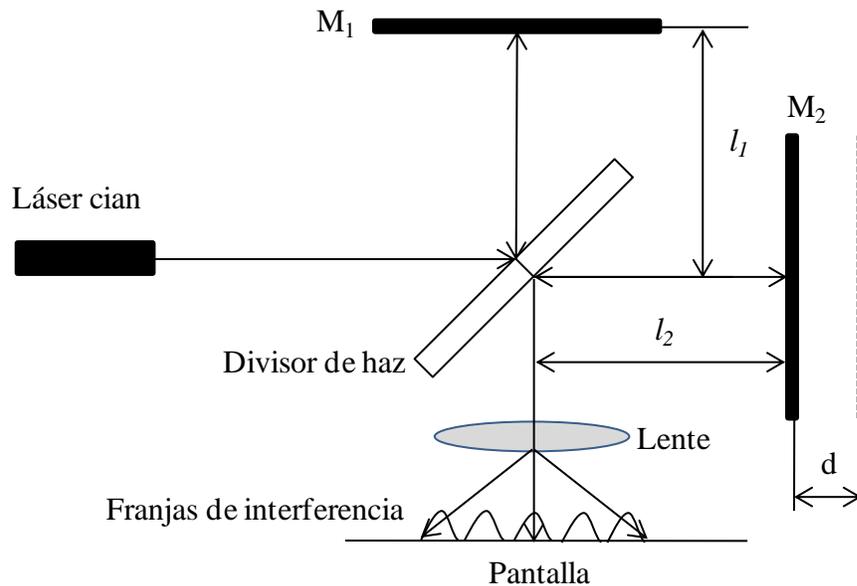


Figura III.1.- Esquema de operación del interferómetro de *Michelson*

La luz es dividida por una superficie semiespejada (o divisor de haz) en dos haces. El primero es reflejado y se proyecta hasta el espejo fijo M_1 del cual vuelve, atraviesa la superficie semiespejada y llega a la pantalla. El segundo rayo atraviesa el divisor de haz, se refleja en un espejo móvil M_2 , que al incidir en el semiespejo es reflejado y proyectado en la pantalla [Figura III.2]. El espacio l_1 y l_2 entre el divisor de haz y cada uno de los espejos se denominan brazos del interferómetro [III.1, III.2, III.3].

Hasta la pantalla de observación llegan dos haces, que poseen una oposición de fase dependiendo fundamentalmente de la diferencia de camino óptico entre ambos rayos, cuya diferencia generará una suma constructiva, si la diferencia es un número entero de longitudes de onda (0, 1, 2, 3,...) o destructiva, para el caso en que la diferencia es de un medio de longitud de onda (0.5, 1.5, 2.5, 3.5,...). Generalmente, se emplean lentes para ensanchar el haz y que sea fácilmente detectable por un sensor o proyectando la imagen en una pantalla. De esta forma el observador podrá ser capaz de distinguir una serie de anillos (o de franjas como

se presenta en nuestro caso), y al desplazar uno de los espejos notará que estos patrones de interferencia comienzan a desplazarse.

III.2.- Diseño preliminar

Un primer prototipo del sistema fue diseñado en las instalaciones del instituto, con el propósito de desarrollar trabajos de investigación sobre la ablación láser en piel [III.4]. Fue montado en una plataforma cuadrada de madera de 40x40x0.5 cm., con una pieza de vidrio al centro sobre una base giratoria, el cual tenía la función de dividir el haz; los espejos poseían una superficie de 5x5 cm. y eran erguidos de forma vertical sobre bases del mismo material. Estos espejos fueron guiados a través rieles con perfiles de cola de milano, que corrían sobre ejes perpendiculares en la base, con el propósito de generar cambios en el patrón de interferencia mediante cambios en la cantidad de camino óptico recorrido por el haz de luz (Figura III.2).

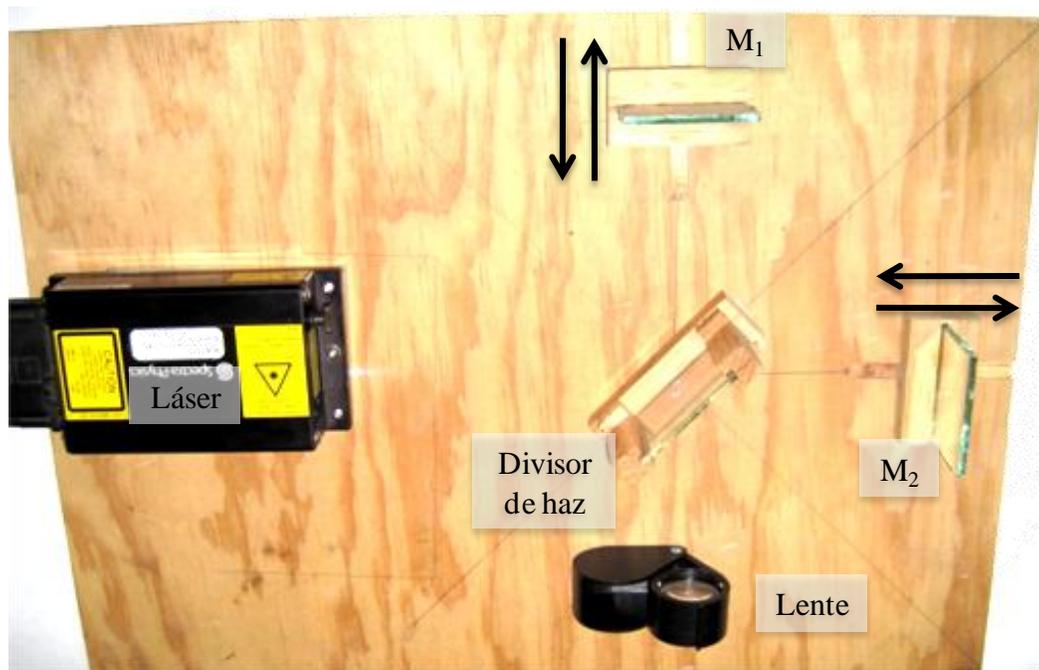


Figura III.2.- Primer prototipo desarrollado para implementar un interferómetro de tipo *Michelson*

Las principales desventajas en el uso de este primer dispositivo están en la falta de estabilidad del sistema, debido a que era sumamente susceptible a cualquier perturbación de tipo

mecánica (voz, pasos fuera del laboratorio, apertura y cierre de puertas en diversas áreas, accionamiento de máquinas entre otros), además de la falta de precisión al momento de alinear los haces en la pantalla a causa de la falta de perpendicularidad en los espejos. Con el objetivo de evitar la incidencia de ruido en las mediciones, las pruebas se llevaban a cabo en horarios de baja incidencia de personal, para generar de esta manera las condiciones de aislamiento dentro del laboratorio.

III.3.- Diseño y manufactura del prototipo

El principio de operación del dispositivo es la interferencia de 2 haces de luz de la misma fuente, la cual genera un patrón de franjas que obedecen a cambios en la cantidad de camino óptico o a cambios en los índices de refracción en los brazos del interferómetro. Mediante la colocación de la superficie de prueba en uno de los brazos del interferómetro (Figura III.3), se propone determinar las dimensiones espaciales del depósito, aplicando desplazamientos de manera paralela a la superficie de la pantalla. Se observó que la variación en el patrón de franjas fue dada por diferencias en el camino óptico en el que se propaga el haz de luz, y que es directamente proporcional al espesor de la película.

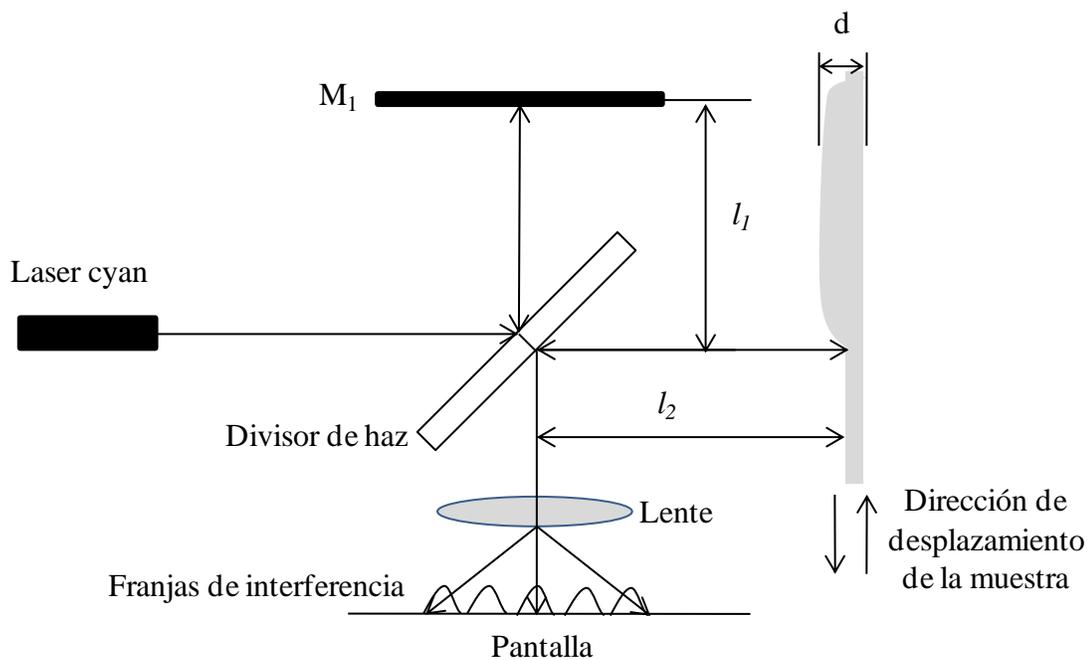


Figura III.3.- Esquema de operación del dispositivo basado en el interferómetro de *Michelson*

Para el desarrollo del dispositivo se tomaron en cuenta las problemáticas con las que se contaban el mecanismo anterior, al momento de llevar a cabo diversas pruebas con la muestra. Esto proporcionó las bases para el diseño, donde la rigidez del modelo fue la piedra angular y la parte donde fundamentalmente se centraron las observaciones, con el objetivo de implementar alternativas que permitieran la reducción de ruido en las mediciones, provenientes de las diversas perturbaciones mecánicas, tal como se evidencia en [III.5].

III.3.1.- Diseño de placa base

Se dispuso a emplear un elemento de acero (Figura III.4) para facultar de rigidez y estabilidad al sistema. En base a la superficie disponible sobre la placa base, se dispuso a diseñar los elementos adicionales que componen al interferómetro.

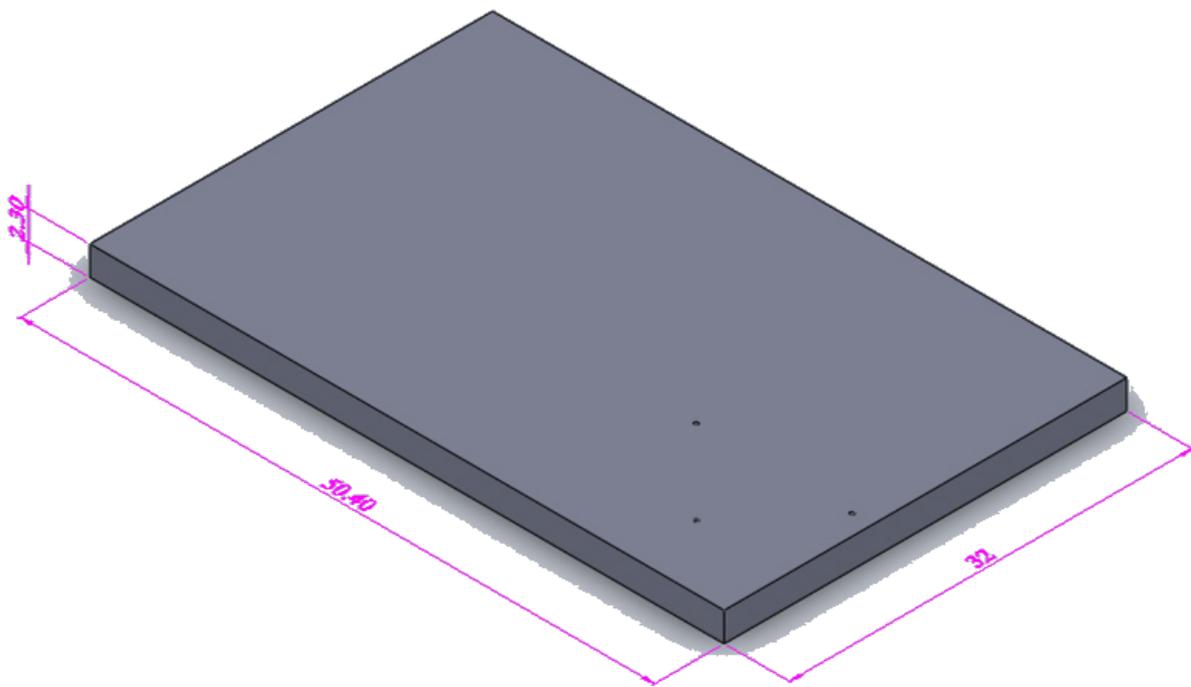


Figura III.4.- Modelado de la placa base en CAD

Las dimensiones indicadas, corresponden a las medidas posteriores al proceso de maquinado de la pieza. El desarrollo de las piezas fue en parte, diseñado a partir del material con el que se

contaba, por lo que se llevaban a cabo correcciones sobre el diseño, dependiendo de los cambios en los componentes que se adquirirían respecto a los proyectados.

III.3.2.- Diseño de las bases con espejos y divisor de haz

Se realizaron diversos prototipos para la correcta orientación de los elementos, y se consiguió idear una manera de fijar los espejos y el divisor de haz mediante imanes de 4.7x2.1x0.9 cm. sobre ángulos de aluminio (Figura III.5).

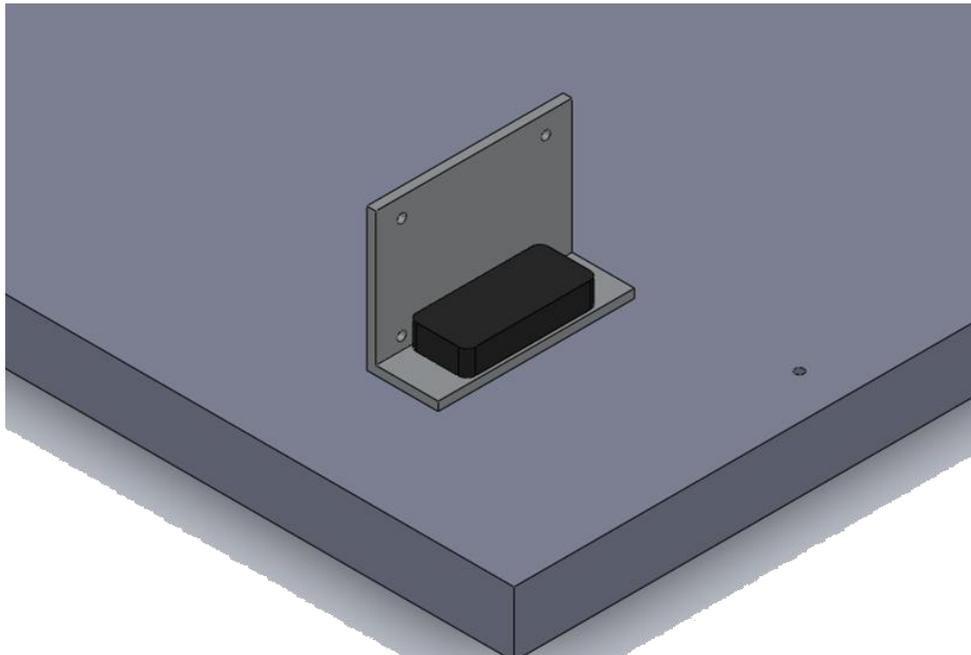


Figura III.5.- Ángulo de aluminio para la base de los espejos y el divisor de haz

Se fijó una tuerca de 1/8 en cada una de las esquinas de los espejos y del vidrio (Figura III.6), para sujetar estas piezas a los ángulos mediante tornillos.

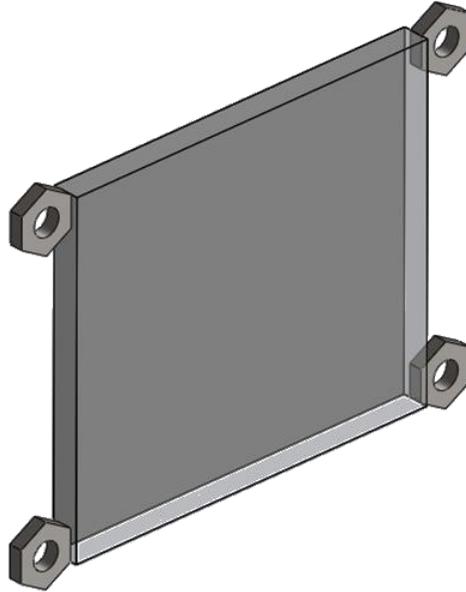


Figura III.6.- Fijación de tuercas al espejo

Se situaron 4 barrenos en la cara de mayor superficie de cada ángulo, concéntricos a las tuercas; se diseñó el uso de resortes en el espacio entre la tuerca y el tornillo para la reducción de vibraciones, debido a que las piezas se encuentran en cantiliver y por ende son más propensas a las perturbaciones por vibraciones mecánicas. El ensamble de las bases con los espejos (Figura III.7) resulta notablemente útil por la disposición de los tornillos en cada una de las esquinas, ya que se logra tener un control más exacto sobre la orientación de los espejos, con lo cual se obtiene un mecanismo preciso para la alineación de haces.

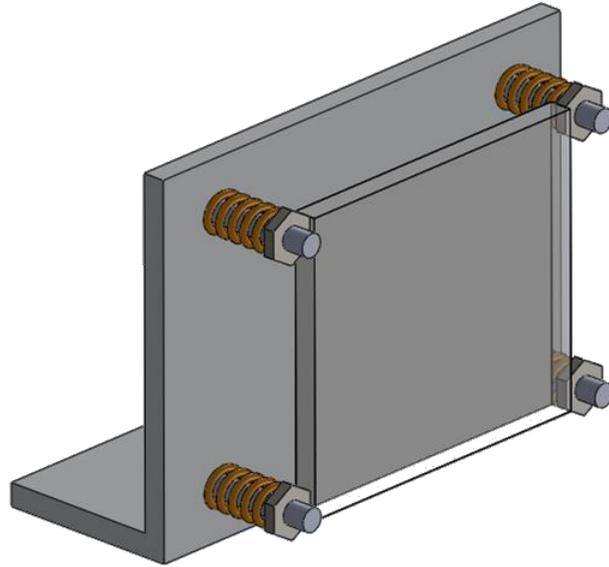


Figura III.7.- Ensamble de base y espejo

Para la base con el divisor de haz, se emplea el mismo procedimiento que para las bases con espejos, solo que en este caso se maquina una abertura de 4x4.5 cm. en el espacio entre los barrenos para dejar pasar el haz incidente (Figura III.8).

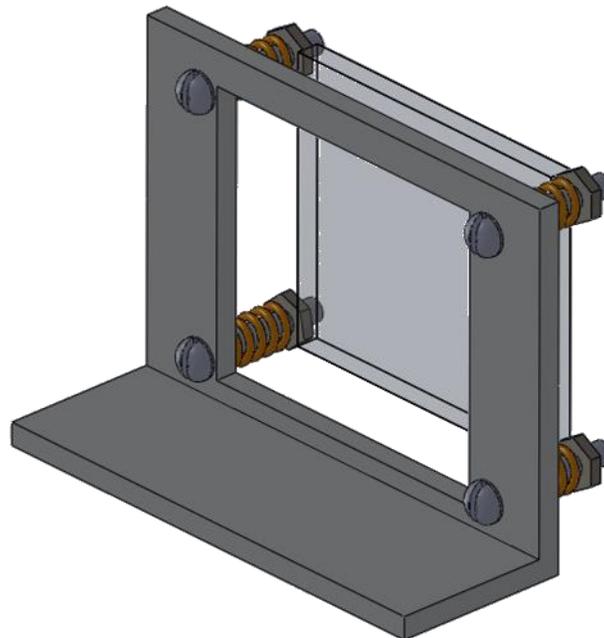


Figura III.8.- Ensamble de base y vidrio

III.3.3.- Diseño de carro móvil

Para generar el desplazamiento de la muestra, se optó por diseñar un dispositivo mecánico-eléctrico para la aplicación de corrimientos en el sistema, con el propósito de deslizar las superficies de las prótesis sobre uno de los brazos del interferómetro (Figura III.3), cuyas principales características son la firmeza en la sujeción del elemento a analizar y la precisión en la aplicación de desplazamientos.

III.3.3.1.- Diseño estructural

La parte conceptual del diseño inicia con la manera de aplicar los desplazamientos, para lo cual son evaluadas varias opciones de transmisión de movimiento (bandas dentadas, transmisión de engranes, actuadores neumáticos) y se opta por un sistema con un guías con un carro móvil impulsado por la traslación de una tuerca generada por la rotación de una varilla galvanizada de 1.27 cm. de diámetro (1/2 pulgadas) con rosca estándar (13 hilos por pulgada) (Figura III.9).

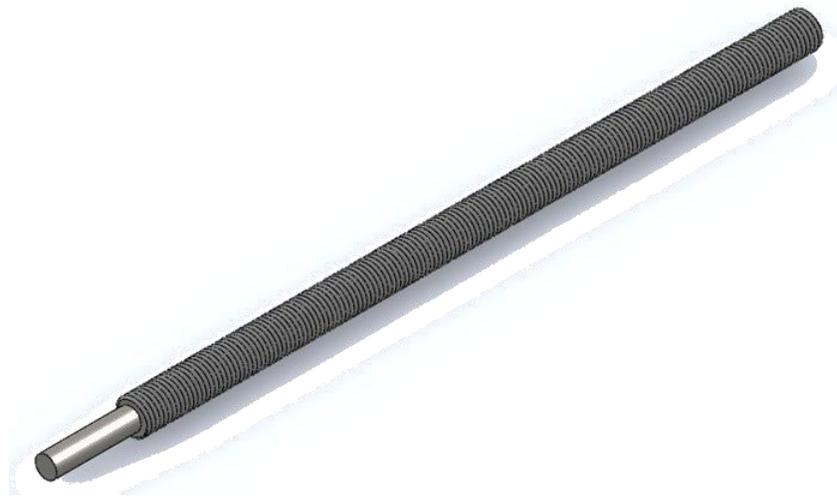


Figura III.9.- Varilla roscada modelada en CAD

Al inicio de este diseño se cuenta con un par de guías de acero y un par de bujes, los cuales son modelados en CAD para desarrollar el prototipo de la base móvil de acuerdo a las características de los materiales que se tienen disponibles o que existen en el mercado (Figura III.10).

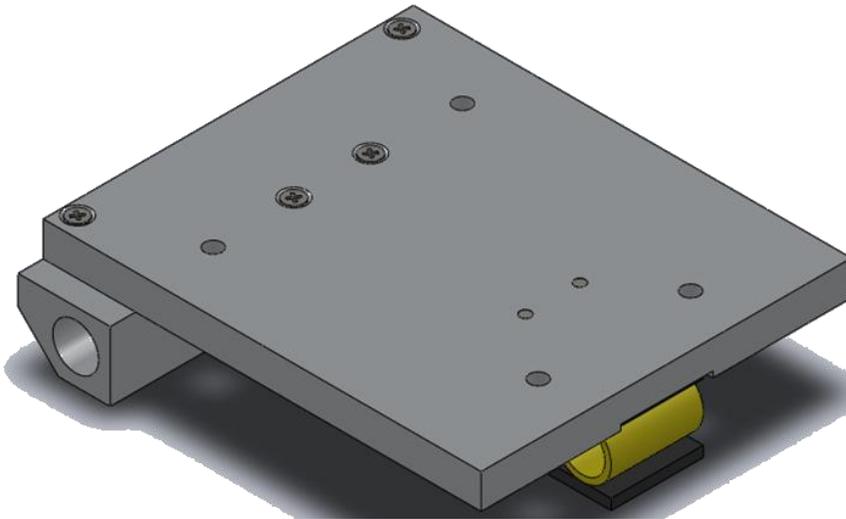


Figura III.10.- Diseño de base móvil

En el procedimiento para el diseño del sistema de guías, el posicionamiento en cuanto a la altura se hace lo más cercano posible a la superficie de la placa base, para evitar la colocación de las demás piezas en un plano más elevado (Figura III.11), esto con la finalidad de mantener la estabilidad de los elementos sobre la base de acero.

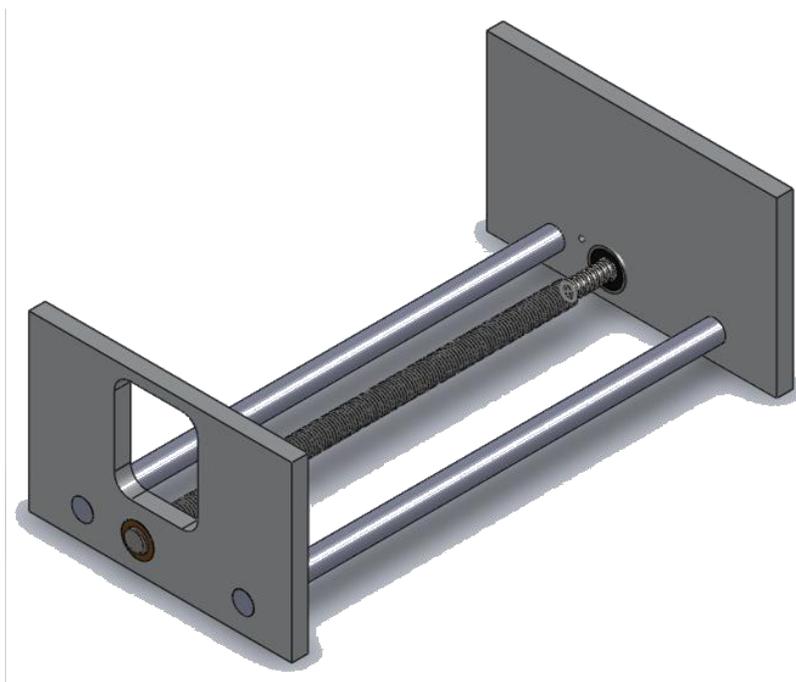


Figura III.11.- Sistema de guías en CAD

Con este diseño, se ubican los barrenos en las placas de aluminio y la longitud de los demás componentes. Subsiguientemente es ensamblada la base móvil en el sistema de guías (Figura III.12)

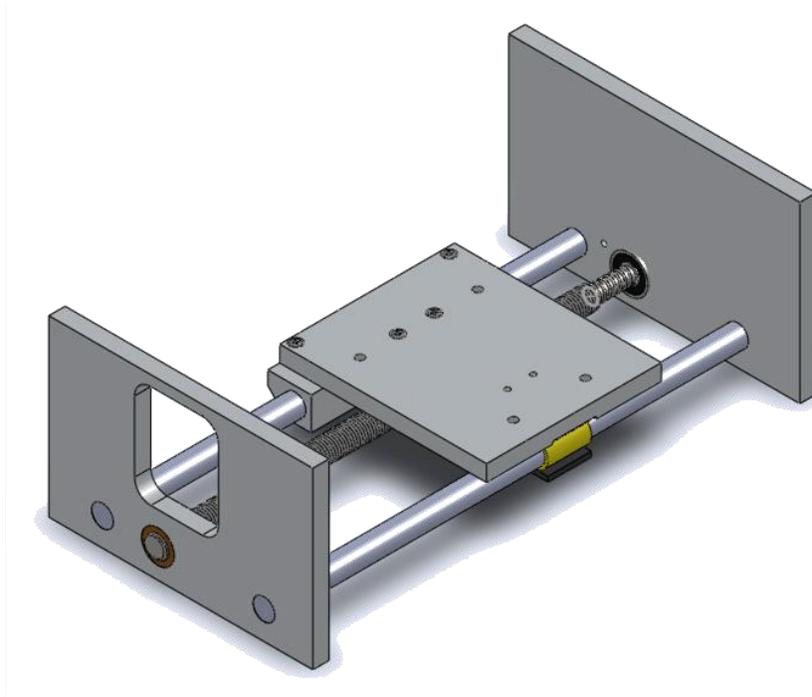


Figura III.12.- Ensamble de base móvil y guías

Posteriormente, el sistema es ensamblado en CAD (Figura III.13), para ubicar las piezas y su distribución sobre la placa base.

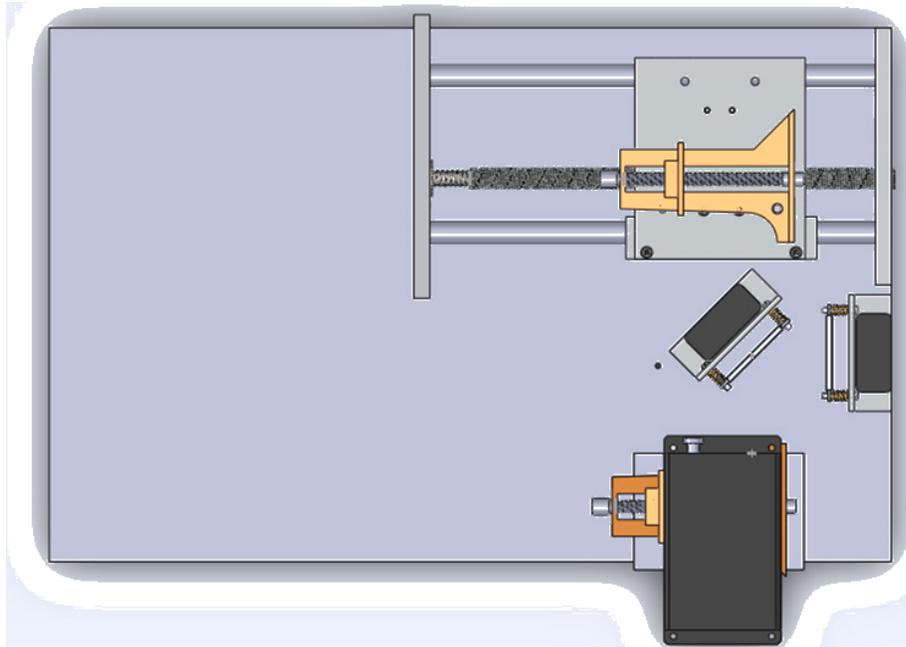


Figura III.13.- Ensamble final de sistema en CAD (Vista Superior)

La vista en isométrico del dispositivo ensamblado (Figura III.14) facilita la perspectiva final del sistema para su posterior montaje.

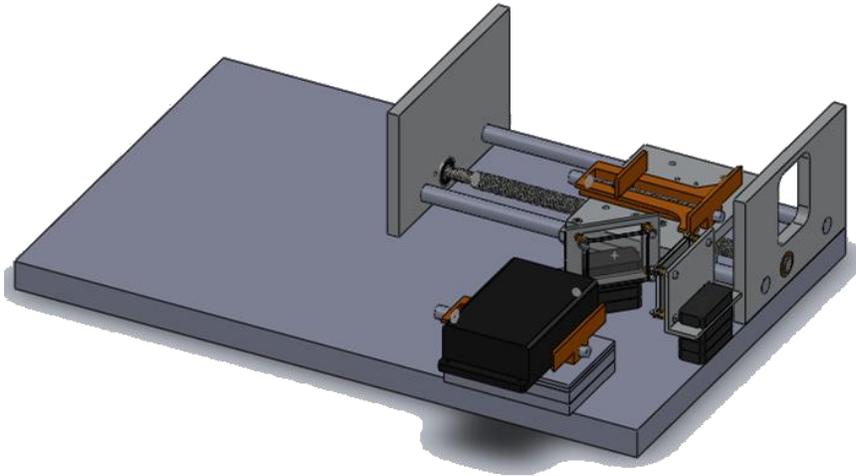


Figura III.14.- Ensamble final de sistema en CAD (Vista en isométrico)

III.3.3.2.- Diseño del dispositivo electrónico

El mecanismo de la base móvil es impulsado por una varilla roscada que transmite movimiento a través de la rotación de la misma mediante una tuerca que corre sobre ella. Para la impulsión del husillo se empleó un servomotor de corriente directa.

El servomotor es controlado por medio de un circuito compuesto por el integrado *NE555P* de *Texas Instruments*®, conectado como monoestable (Figura III.15). El diagrama de conexión se encuentra detallado en la hoja de especificaciones técnicas del integrado.

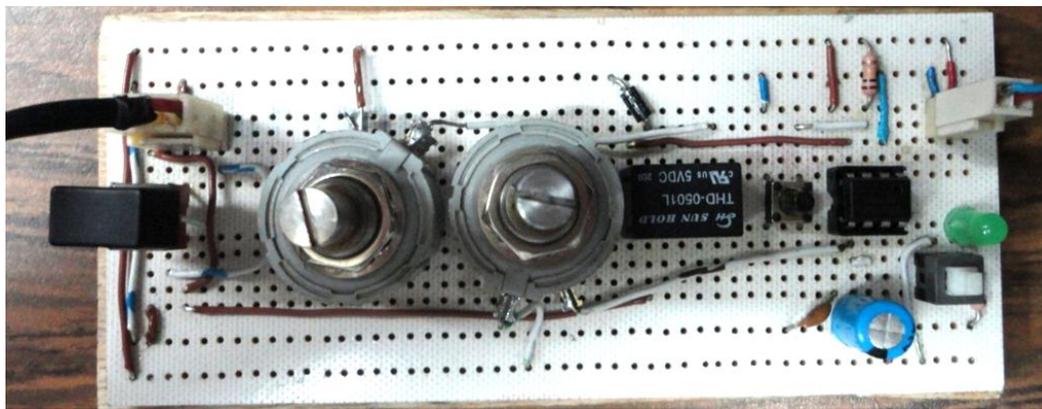


Figura III.15.- Circuito del integrado NE555 conectado como monoestable para la generación de pulsos temporizados

Este tipo de conexión genera pulsos durante un intervalo preciso de tiempo, los cuales dependen directamente la resistencia R y su duración está regida de acuerdo a la ecuación III.1.

$$t = \ln(3) \cdot R \cdot C \quad (\text{III.1})$$

$$t \approx 1.1 \cdot R \cdot C \quad (\text{III.2})$$

Los pulsos temporizados activan el movimiento de la base móvil en intervalos proporcionales, que dependerán directamente de la precisión de los intervalos de tiempo.

III.3.3.3.- Evaluación teórica de velocidad de desplazamiento

De acuerdo a la fórmula de variación de tiempo, se dispone una equivalencia entre el valor de la resistencia y la longitud de desplazamiento; la duración del pulso en segundos corresponde a la ecuación (III.1), con la resistencia en unidades de $10^3 \text{ Ohms (K}\Omega\text{)}$ y la capacitancia en *faradios (f)*.

La velocidad del servomotor fue probada con el voltaje mínimo de operación (7 volts), obteniendo 7 revoluciones por minuto (0.11667 revoluciones por segundo), para proporcionar al dispositivo la menor velocidad de desplazamiento posible, con el propósito de identificar claramente la transición de franjas de interferencia.

Después de realizar las pruebas pertinentes con el sistema en conexión directa al motor, se determinó que la velocidad de cambio del patrón de interferencia resultaba difícil de identificar, debido a que los desplazamientos resultaron ser relativamente amplios, con lo que se optó por agregar un arreglo para la reducción de velocidad, mediante el tren de engranes de la Figura III.16.

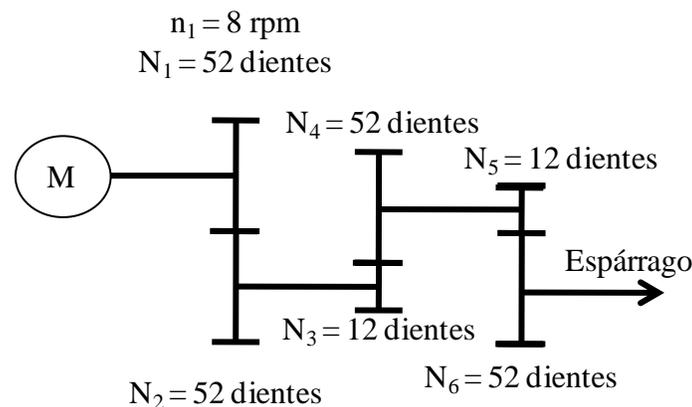


Figura III.16.- Representación esquemática y características del tren de engranes adicional

Donde M es el servomotor, N_n especifica el número de dientes del engrane y n_n la velocidad angular en revoluciones por minuto

Se emplea la ecuación de la relación de velocidad para conocer la velocidad angular a la salida del tren de engranes [III.6].

$$R_v = \frac{n_{impulsado}}{n_{motriz}} = \frac{N_{motriz}}{N_{impulsado}} \quad (III.3)$$

Tenemos que el engrane 1 está conectado al motor, por lo que se conoce su velocidad angular. Con ello, podemos despejar a la velocidad angular del engrane 2.

$$n_2 = \frac{(7 \text{ rpm})(52)}{(52)} = 7 \text{ rpm} \quad (III.4)$$

Teniendo en cuenta que la velocidad angular entre los engranes 2 y 3, se puede emplear el mismo procedimiento anterior.

$$n_4 = \frac{(7 \text{ rpm})(12)}{(52)} = 1.6154 \text{ rpm} \quad (III.5)$$

Para el engranaje de salida hacia el espárrago, se sigue el mismo procedimiento.

$$n_6 = \frac{(1.6154 \text{ rpm})(12)}{(52)} = 0.3728 \text{ rpm} \quad (III.6)$$

El husillo de 1/4 de pulgada de diámetro con rosca estándar UNC, posee 20 hilos por pulgada, lo que implica un avance de 1/20 de pulgada por revolución, por lo que el desplazamiento equivalente corresponderá a velocidad en revoluciones aplicada por el eje de salida del tren de engranes.

$$\text{Velocidad de desplazamiento } (V_{d(7\text{hilos})}) = \left(0.3728 \frac{\text{rev}}{\text{min}} \right) \left(\frac{1 \text{ pulg}}{20 \text{ rev}} \right) \quad (III.7)$$

$$V_{d(7\text{hilos})} = 0.01864 \frac{\text{pulg}}{\text{min}} \quad (III.8)$$

$$V_{d(7\text{volts})} = 0.00789053 \frac{\text{mm}}{\text{seg}} \quad (\text{III.9})$$

$$V_{d(7\text{volts})} \approx 7,890.53 \frac{\text{nm}}{\text{seg}} \quad (\text{III.10})$$

Lo anterior expresa la velocidad mínima a la cual se puede desplazar el dispositivo móvil. La fuente del circuito se puede aumentar para incrementar la velocidad del desplazamiento. En este caso se emplearon voltajes de 8.5 y 10 volts para alcanzar 10 y 12 revoluciones por minuto del servomotor respectivamente. Puede apreciarse en el mecanismo que la velocidad del carro móvil, es directamente proporcional a la velocidad del motor, por lo que se puede aplicar el mismo procedimiento anterior para el cálculo de la velocidad del desplazamiento, o se puede aplicar una regla de tres simple.

Para un voltaje de 8.5 volts aplicados al circuito tenemos.

$$V_{d(8.5\text{volts})} = \frac{(10 \text{ rpm}) \left(0.00789053 \frac{\text{mm}}{\text{seg}} \right)}{7 \text{ rpm}} \quad (\text{III.11})$$

$$V_{d(8.5\text{volts})} = 0.01127218 \frac{\text{mm}}{\text{seg}} \quad (\text{III.12})$$

Y para 10 volts, la velocidad del dispositivo móvil se obtiene de la siguiente manera.

$$V_{d(10\text{volts})} = \frac{(12 \text{ rpm}) \left(0.00789053 \frac{\text{mm}}{\text{seg}} \right)}{7 \text{ rpm}} \quad (\text{III.13})$$

$$V_{d(10\text{volts})} = 0.01352663 \frac{\text{mm}}{\text{seg}} \quad (\text{III.14})$$

En la ecuación (III.9), se expresa una velocidad de avance, donde puede ser introducida la ecuación (III.1), con el propósito de obtener la proporción de desplazamiento correspondiente a un lapso de tiempo t , en función de la cantidad de resistencia aplicada al circuito.

$$\text{Desplazamiento } (d_{(7\text{volts})}) = \left(0.00789053 \frac{\text{mm}}{\text{seg}} \right) \left([1.1 \cdot R \cdot (0.182)] \text{seg} \right) \quad (\text{III.15})$$

$$d_{(7\text{volts})} = (1.579685 \times 10^{-3} \cdot R) \quad (\text{III.16})$$

Con lo cual obtenemos la ecuación que rige al dispositivo. Con ello podemos determinar el avance d en milímetros respecto al valor de la resistencia del circuito R , en unidades de 10^3 Ohms, la cual limita la duración del pulso. Esta ecuación puede ser utilizada de forma inversa para conocer la cantidad de resistencia necesaria en el circuito para obtener un desplazamiento específico.

$$R = \left(\frac{d}{1.579685 \times 10^{-3}} \right) \quad (\text{III.17})$$

De igual manera se puede calcular la correspondiente distancia en función de la resistencia de las otras dos velocidades del dispositivo.

$$d_{(8.5\text{volts})} = (2.25669 \times 10^{-3} \cdot R) \quad (\text{III.18})$$

$$d_{(10\text{volts})} = (2.70803 \times 10^{-3} \cdot R) \quad (\text{III.19})$$

III.4.- Manufactura del dispositivo

Se empleó una base de acero de 50.5 x 32.1 x 2.3 cm., a la cual se le sometió a procesos de careado y de rectificado en una fresadora de la marca *Ajax-Cleveland*® en las instalaciones del CIMH-IPN. El primer paso fue el careado de la placa, donde se aplicó una velocidad de herramienta de 90 rpm con un paso de 3/8 de pulgada por minuto para eliminar la capa superficial del material, ya que se desconocían los procesos a los que había sido sometida la pieza y se deseaba evitar el daño a la herramienta. Posteriormente, fue aplicado un maquinado

a 3200 rpm con un paso de 3/8 de pulgada por minuto, para eliminar cualquier irregularidad sobre sus caras y así obtener una superficie lo más uniforme posible. Un proceso similar fue llevado a cabo en los cantos de la pieza.

Por otra parte, en el ensamble de las bases para espejos y divisor de haz, las tuercas fueron fijadas a las piezas de vidrio mediante adhesivo epóxico y los ángulos de aluminio fueron cortados de 7 cm. de largo y los tornillos son insertados. Un procedimiento similar se empleó en la base para el divisor de haz, donde se maquinó una cavidad sobre el ángulo de aluminio, para poder proyectar el haz a través del mismo.

La varilla galvanizada de 1/2 pulgada con rosca estándar UNC de 13 hilos por pulgada fue maquinada e introducida en uno de sus extremos un rodamiento de bolas modelo 608RS de 8mm de diámetro interior, 22mm de diámetro exterior y 7mm de espesor, y en el extremo sin maquinar se introdujo en un buje de bronce, para proporcionar movilidad al elemento.

Por último, se dibuja un eje de referencia sobre la placa base, el cual parte del centro del espejo M_2 , y el divisor de haz es colocado a 5 cm. de distancia y se orienta a 45° . El espejo M_1 es montado sobre la base móvil, y se ubica un lente en la parte donde convergen los haces para amplificarlos y hacer visibles los patrones de franjas de interferencia, con lo cual queda armado el dispositivo interferométrico (Figura III.17).

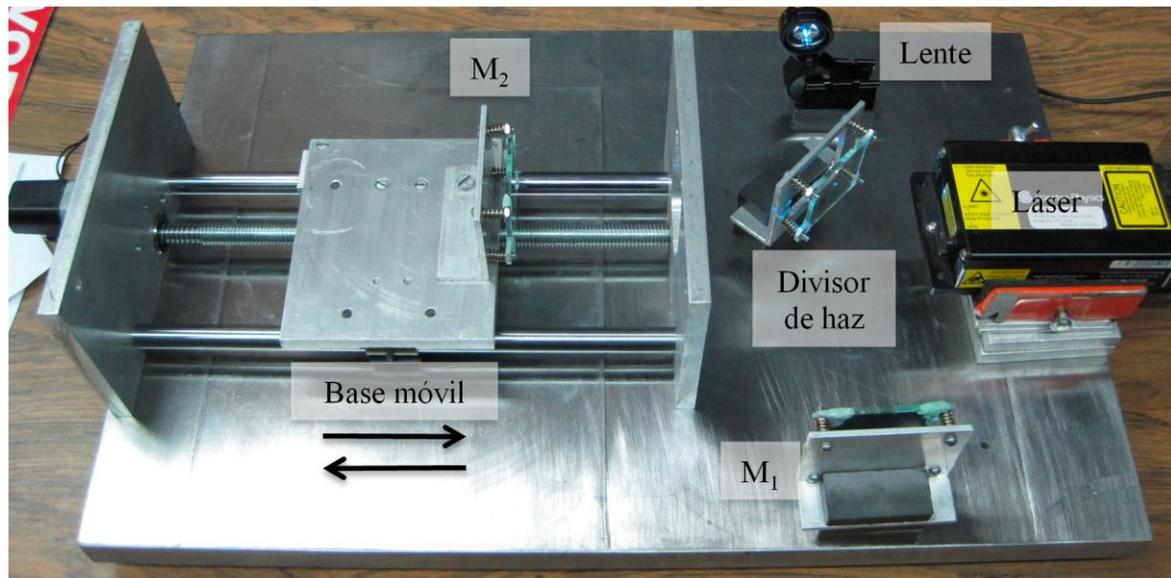


Figura III.17.- Ensamblaje del dispositivo interferométrico

III.5.- Sumario

Se mostraron las diferentes etapas del diseño del dispositivo y los posteriores pasos para su manufactura.

III.6.- Referencias

- III.1.-Hecht E., *Optics*, Hecht E, *Optics*, 4th Ed., Addison-Wesley, San Francisco, pp. 385-387, 2002.
- III.2.-Ruiz-Boullosa, R. y Pérez-López, A., *Interferómetro láser y conteo de franjas aplicado a la calibración de acelerómetros y calibradores de vibraciones*, Revista Mexicana de Física, No. 4, Vol. 36, México, pp. 622-629, 1990.
- III.3.-Carreño S. F., Antón R. M., Ezquerro R. J. y Gómez, C. O., *Experiencias de Óptica Física*, Editorial Complutense, Madrid, pp. 143-147, 2001.
- III.4.-Morales-Bonilla, S., *Evaluación de las propiedades ópticas de medios biológicos mediante interferometría y sensores nanoestructurados*, Tesis de Maestría, SEPI-ESIME-UPZ, Instituto Politécnico Nacional, 2010.
- III.5.-Mendoza Basilio C., *Análisis del interferómetro de Michelson para la medición de deformaciones en elementos cargados axialmente*, Tesis de licenciatura, Instituto Politécnico Nacional, ESIME UPA, México, 2010.

III.6.-Deutschman A.D., Michels W.J., Wilson C.E., *Diseño de Máquinas: Teoría y Práctica*,
Compañía Editorial Continental, México, pp. 549, 1987.

Capítulo IV.- Metodología experimental para la investigación de medios ópticos a través de interferometría láser

En este Capítulo se muestra una propuesta de metodología para la investigación de medios ópticos, haciendo uso del sistema interferométrico desarrollado en este trabajo de tesis.

IV.1.- Metodología propuesta para la caracterización de películas delgadas mediante interferometría láser

El método propuesto consiste en la lectura de variaciones de los patrones de franjas en un interferómetro tipo *Michelson* (Figura IV.1), debidas a la provocación de cambios en los brazos del sistema, inherentes a las características de la superficie por el que se hace pasar el haz, el cual se emplea como un dispositivo de alta precisión para la medición de diversos elementos.

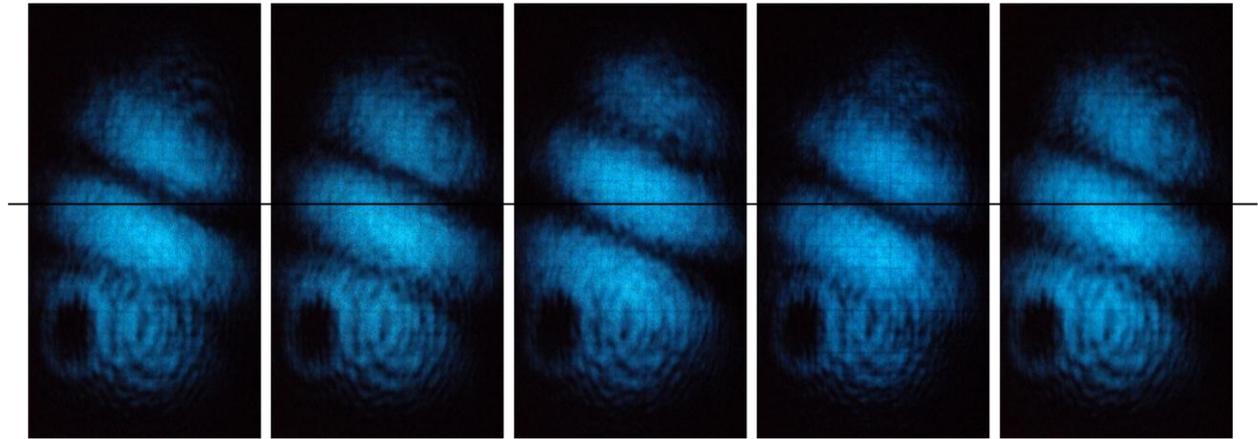


Figura IV.1.- Transición de franjas de interferencia [IV.1].

Existen algunas características que se detallan a continuación, que se deben considerar en el desarrollo de dicho método.

La fuente de luz empleada es un láser cian Spectra-Physics® de 488 nanómetros de longitud de onda y 1 mW de potencia. Se seleccionó este tipo de luz, con la finalidad de hacer incidir una radiación fuera de la banda de absorción del plasmón de resonancia asociado a las nanopartículas de oro.

Inicialmente se cuenta con una prótesis de titanio con una capa de material depositada por el método Sol-Gel (Figura IV.2). Esta superficie tiene la propiedad de ser altamente reflejante, característica con la que puede sustituir al espejo M_1 en el dispositivo interferométrico.



Figura IV.2.- Prótesis con recubrimiento de nanopartículas en uno de sus extremos [IV.1].

La forma de operación del interferómetro se encuentra detallada en el capítulo I, donde se especifica la manera en la que se hacen interferir dos haces de luz de la misma fuente, los cuales generan un patrón de franjas, que obedecen a cambios en la cantidad de camino óptico o a cambios en los índices de refracción en los brazos del interferómetro. Mediante la colocación de la superficie de prueba en uno de los brazos del interferómetro (Figura IV.3), se propone determinar las dimensiones espaciales del depósito, aplicando desplazamientos de manera perpendicular a la superficie de la pantalla. Se observó que la variación en el patrón de franjas fue dada por diferencias en el camino óptico en el que se propaga el haz de luz, y que es directamente proporcional al espesor de la película.

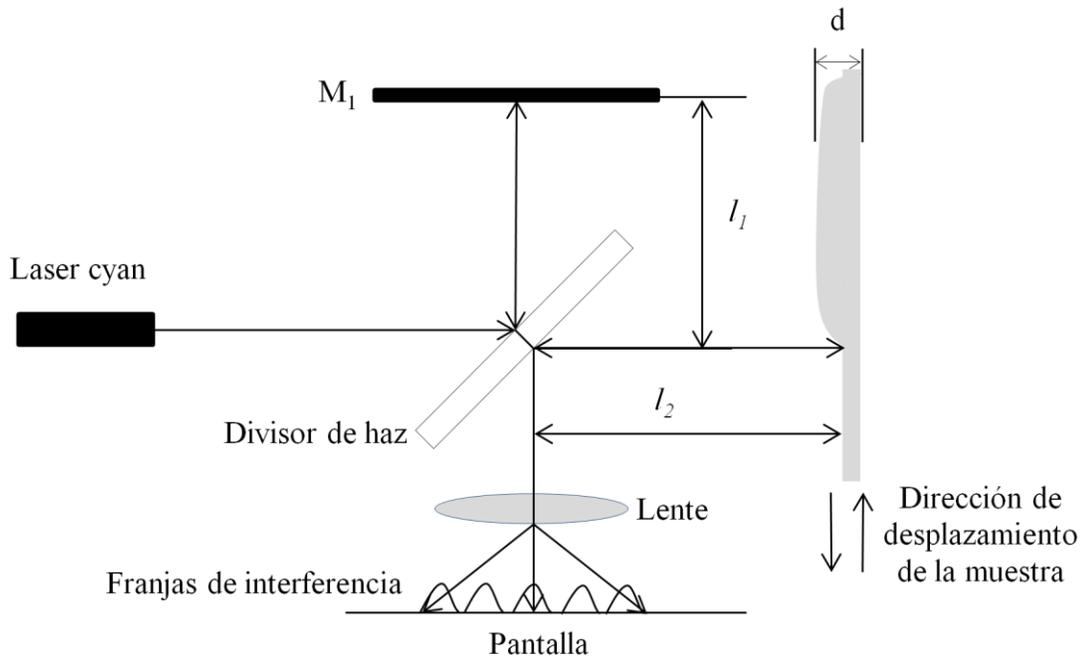


Figura IV.3.- Esquema de operación del dispositivo

Se disponen las longitudes de los brazos del interferómetro l_1 y l_2 en longitudes equivalentes, con el propósito de evitar salir de la longitud de coherencia del láser. Además, con ello, se logra generar un mayor contraste entre los patrones de interferencia, debido a se reduce la cantidad de camino óptico recorrido.

Las superficies de los espejos y el divisor de haz deben estar libres de impurezas, para evitar el esparcimiento de la luz a través de las mismas.

Se debe considerar que los cambios de temperatura, de presión y las perturbaciones mecánicas, producen cambios de los patrones de interferencia, debido a que cambian la cantidad de camino óptico en los brazos del interferómetro, procurando mantener un ambiente estable y libre de vibraciones para llevar a cabo las mediciones [IV.2].

De acuerdo con la dirección de aplicación de los desplazamientos y al estar trabajando sobre una cara de geometría plana, teóricamente la cantidad de camino óptico no debe variar al realizar desplazamientos en su superficie, pero debido a que presenta irregularidades a nivel

microscópico sobre su contorno, los patrones de interferencia responderán con cambios inherentes a estas.

Por ello, para la calibración de las lecturas, el haz de luz láser se hace incidir sobre una parte sin recubrimiento de la superficie a analizar, y se llevan a cabo los desplazamientos como se muestra en la Figura IV.3, sin entrar en contacto con la parte con recubrimiento. Se registran los cambios en los patrones de interferencia inherentes a los cambios en la superficie y se procede a hacer el mismo procedimiento en la parte con recubrimiento nanoestructurado.

Se realiza un comparativo entre la variación del patrón de franjas debido a cambios en la geometría y los cambios debidos a la capa de material, con lo que se logra identificar el espesor de la película. Un procedimiento similar puede llevarse a cabo en la inspección de materiales en matrices de vidrio. El dispositivo interferométrico es armado como se muestra en el esquema de la Figura IV.4, y se busca interrumpir uno de los brazos del interferómetro con la muestra, manteniendo las demás condiciones ambientales estables para evitar la inducción de ruido en las mediciones.

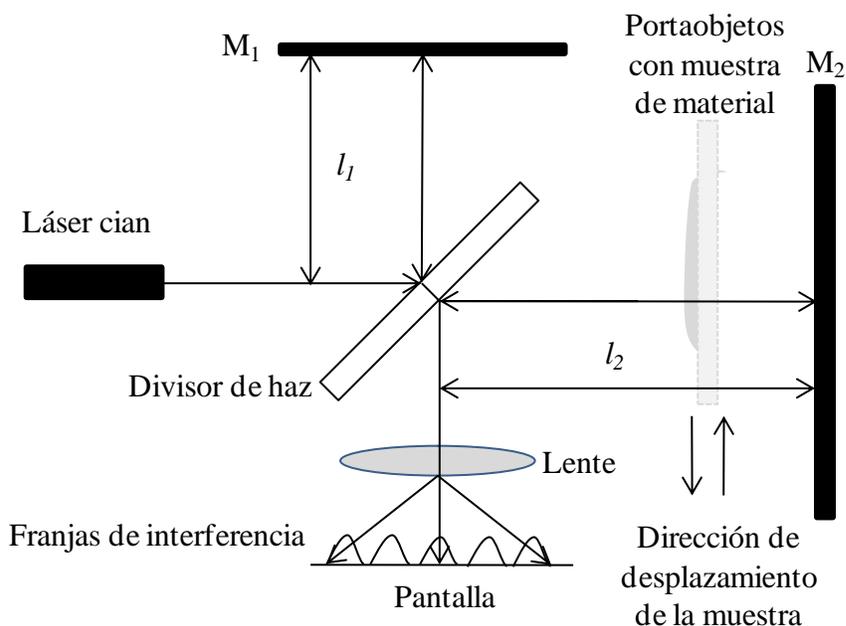


Figura IV.4.- Representación esquemática para la caracterización del espesor de capas de materiales en matrices de vidrio

Los cambios inicialmente se deberán a cambios en el índice de refracción del aire; posteriormente, al entrar en contacto el haz de láser con la matriz de vidrio, los cambios serán inherentes al espesor de dicha matriz, a través de los cambios en el índice de refracción.

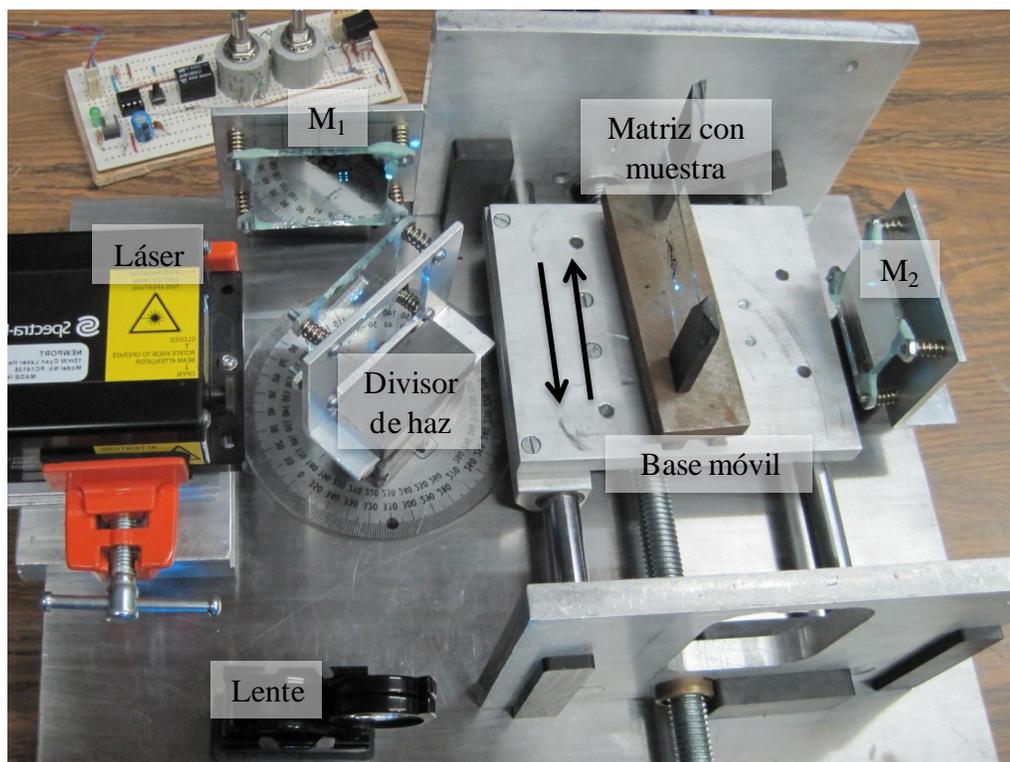


Figura IV.5.- Caracterización del espesor de capas de materiales en matrices de vidrio mediante el dispositivo interferométrico

Después el haz pasa a través de la matriz con la muestra y se registran los cambios en el patrón de interferencia, los cuales son directamente proporcionales al espesor de la capa de material de la muestra (Figura IV.5).

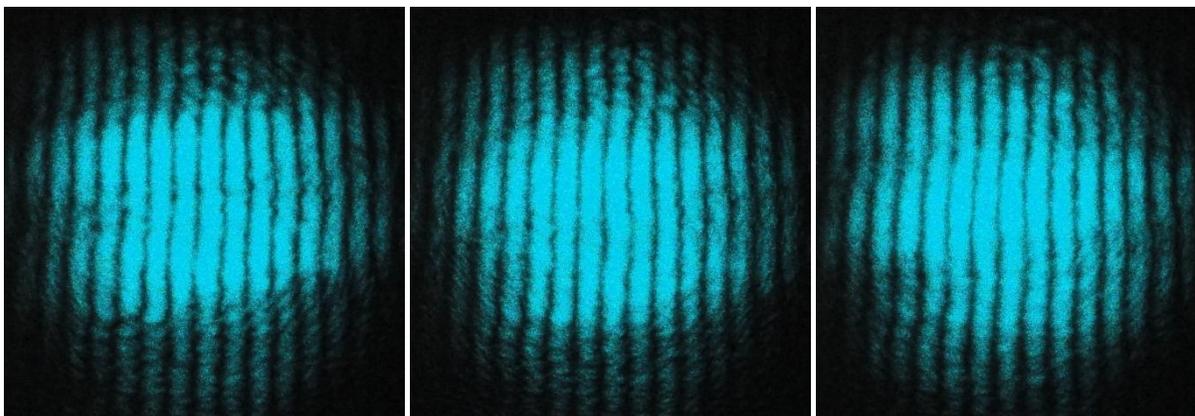


Figura IV.6.- Cambios en el patrón de interferencia en la caracterización del espesor de capas de nanotubos de carbono en matrices de vidrio [IV.3].

Existen trabajos presentados [IV.3, IV.2] y en proceso de publicación [IV.4, IV.5, IV.6], cuyas muestras fueron caracterizadas de esta manera en el dispositivo desarrollado para este trabajo de tesis.

IV.2.- Sumario

Se presenta una forma para el aprovechamiento de la interferometría láser como técnica para la caracterización de superficies aprovechando las propiedades de reflexión de algunos tipos de materiales, como en este caso, el de una prótesis de titanio.

Además se incluye una forma alterna de emplear el dispositivo interferométrico para la caracterización de materiales sobre portaobjetos.

IV.3.-Referencias

- IV.1.- Mendoza Basilio C., Torres San Miguel C., López Suárez O., Torres Torres T., Trejo Valdez M., Urriolagoitia Calderón G. y Urriolagoitia Sosa G. *Análisis de la morfología de prótesis personalizadas mediante interferometría láser y nanopartículas de oro*, XII Congreso Nacional de Ingeniería Electromecánica y de Sistemas, México, 2010.
- IV.2.- Mendoza Basilio C., *Análisis del interferómetro de Michelson para la medición de deformaciones en elementos cargados axialmente*, Tesis de licenciatura, Instituto Politécnico Nacional, ESIME UPA, México, 2010.

- IV.3.- Torres Torres C., Castañeda L., Mendoza Basilio C.A., Feria Reyes E., Gómez M.A., Reynoso O., Morales Bonilla S., Urriolagoitia Sosa G. y Torres Martínez R., *Optical sensibility of carbón nanotubes in a three wavelength interferometer*, 8th International Topical Meeting on Nanostructured Materials and Nanotechnology, México, Mayo 2011.
- IV.4.- Feria Reyes E., Mendoza Basilio C.A., Morales Bonilla S., Gutiérrez H., Torres Torres C., Hernández Gómez L.H., Urriolagoitia Calderón G., *Interferometric strain sensor with carbon nanotubes (Accepted)*, 22nd General Congress of the International Commission for Optics, Puebla, México, Agosto 2011.
- IV.5.- Gómez Herrera, M. A., Reynoso Martínez, L. O., Mendoza Basilio, C. A., Torres Torres, C., Urriolagoitia Sosa, G, Ortíz López, J., *Investigation of the absorptive optical properties of carbon nanotubes with low-intensity lasers (Accepted)*, 20th International Materials Research Congress, México, Agosto 2011.
- IV.6.- Reynoso Martínez, L. O., Gómez Herrera, M. A., Mendoza Basilio, C. A., Torres Torres, C., Martínez Rivas, A., Ortíz López, J., *Measurement of the refractive response of carbon nanotubes using an interferometric technique with low-intensity lasers (Accepted)*, 20th International Materials Research Congress, México, Agosto 2011.

Capítulo V.- Caracterización del espesor de películas delgadas de TiO₂ con nanopartículas de oro en prótesis de titanio

En este Capítulo lleva a cabo el desarrollo de las pruebas de acuerdo a la metodología propuesta, contemplando las observaciones estipuladas para la correcta determinación del espesor de películas delgadas sobre prótesis de titanio.

V.1.- Descripción del proceso de depósito de películas delgadas sobre prótesis de titanio mediante Sol-Gel

La técnica de sol-gel es un método relativamente sencillo y económico para obtener películas delgadas de óxidos metálicos, con la capacidad de poder doparlos con algún material nanoparticulado.

Las películas delgadas de dióxido de titanio dopadas con nanopartículas de oro fueron facilitadas gracias al Dr. Martín Trejo Valdez mediante la técnica denominada Sol-Gel, quien está adscrito como profesor investigador del Instituto Politécnico Nacional.

La técnica de preparación ha sido reportada previamente [V.1]. Este método de preparación consiste en tomar una solución precursora de sol-gel TiO₂, la cual contiene una solución de Ti(OC₃H₇)₄ cuya concentración es $C = 0.05 \text{ Mol/L}$, $\text{pH} = 1.25$, junto con una mezcla de agua/alca-óxido cuya razón de concentración molar (rw) es 0.8. La solución resultante, la cual es llamada SG1, es almacenada en obscuridad por al menos una semana antes de pasar a la etapa de síntesis. La solución precursora de las nanopartículas de oro fue una solución *Aldrich* estándar con una concentración nominal de oro de 1000 mg/L. Un pequeño volumen de esta última solución fue agregado con la técnica de goteo a un recipiente que contenía la solución SG1; posteriormente fue agitada la solución resultante con una paleta agitadora magnética. La razón molar de la mezcla resultante de Au/Ti(OC₃H₇)₄ fue 0.76 % (mol/mol), y esta última solución fue denominada SGG1. La reducción fotocatalítica de los iones de oro fue llevada a cabo en un reactor de irradiación ultravioleta elaborado en el laboratorio de catálisis de la ESQIE-IPN y que cuenta con doce fuentes de irradiación. Cada fuente de irradiación es una lámpara black light blue UVA (8 W, Hitachi). Estas fuentes de irradiación electromagnética proveen un amplio rango de longitudes de onda que van desde 320 a 390 nanómetros con longitud de onda de emisión pico centrada en $\lambda_{max} = 355 \text{ nm}$ y una intensidad de energía óptica de $732 \mu\text{W/cm}^2$. Este procedimiento de exposición al reactor fue aplicado a un volumen de 10 ml de la solución SGG1 por un tiempo de entre 15 y 20 minutos. Después de la exposición a la irradiación, el reactor fue desactivado y la solución sol-gel resultante fue recuperada (Figura V.1) y utilizada para recubrir una parte de la superficie de una prótesis de titanio, que fue utilizada como la muestra con material nanoestructurado.

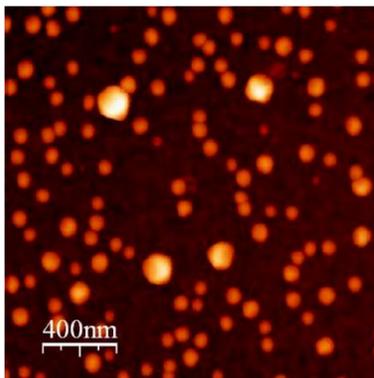


Figura V.1.- Imagen de la muestra de nanopartículas de oro embebidas en una película de TiO₂ obtenida mediante AFM [V.2]

V.2.- Calibración del dispositivo

Es de importancia mencionar que el interferómetro es un dispositivo que muestra lecturas de nivel nanométrico, que para este caso, empleando una fuente de luz de 488 nm., es de ± 244 nanómetros, donde la incorrecta orientación en la trayectoria del recorrido del dispositivo móvil, generará lecturas que no corresponderán a las medidas de las muestras en estudio.

V.2.1.- Calibración de cantidad de desplazamiento

La cantidad de desplazamiento aplicado por el dispositivo móvil es verificado mediante la comparación del desplazamiento teórico con el desplazamiento real. Para ello se dispuso emplear la fuente en 10 volts, con lo que se utilizó la ecuación III.19 para el cálculo del desplazamiento, que se validó de manera experimental con el montaje de un vernier y un cronómetro (Figura V.2) para tomar las mediciones cada intervalo de un minuto de tiempo.

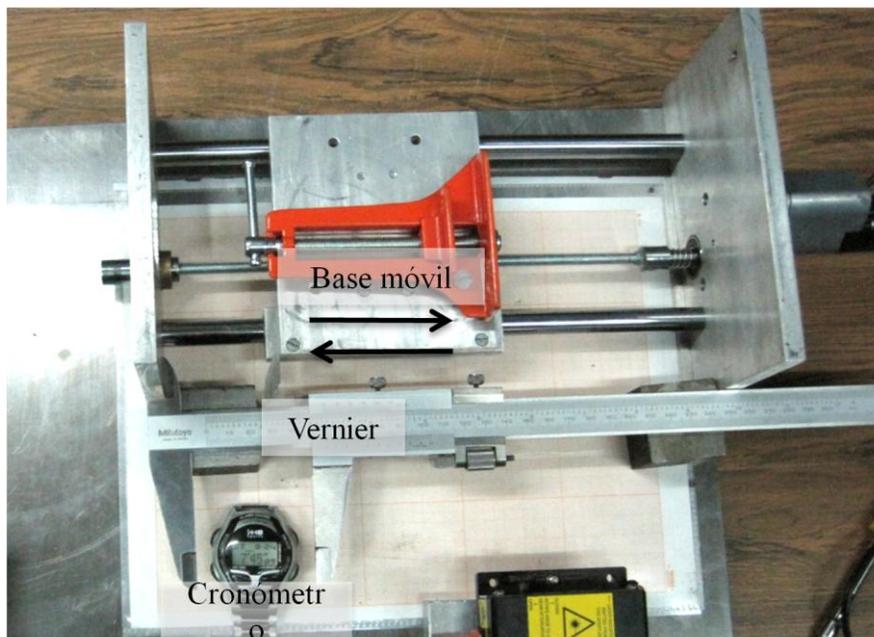


Figura V.2.- Montaje experimental para el desarrollo de pruebas de calibración de desplazamiento del dispositivo

Los desplazamientos teóricos del dispositivo móvil son de 0.8116 mm/min, y se tomaron aproximadamente 40 lecturas de desplazamiento, obteniendo un promedio de 0.8249 mm/min, con lo que se puede calcular el error porcentual correspondiente sistema.

$$Error = \left| \frac{0.8116 - 0.8249}{0.8116} \right| \times 100 \quad (V.1)$$

$$Error = 1.65\% \quad (V.2)$$

Lo que se considera un valor aceptable para los desplazamientos longitudinales en la realización de las pruebas.

V.2.2.- Verificación de perpendicularidad en los desplazamientos

Para la calibración, se dispuso a emplear el principio de funcionamiento del dispositivo, donde se aplicaron las variaciones de desplazamiento al espejo M_2 , de manera perpendicular al eje de incidencia del haz, con lo cual, teóricamente no debería ocurrir cambio alguno en el patrón de

franjas de interferencia, debido a que no se hace cambio alguno en la cantidad de camino óptico l_2 durante dichas pruebas (Figura V.3).

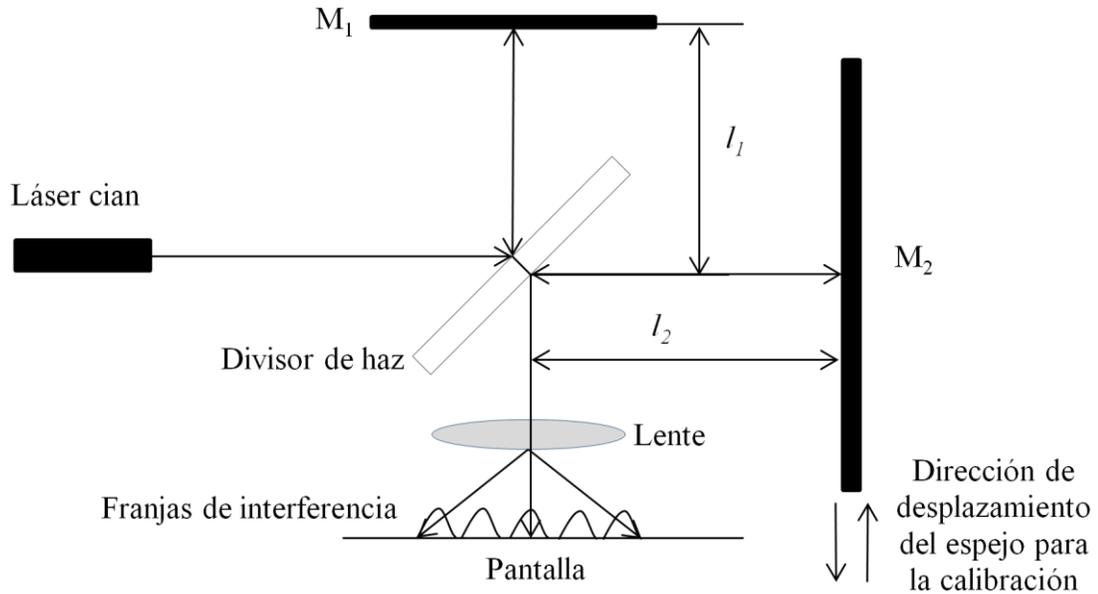


Figura V.3.- Representación esquemática de pruebas de calibración del dispositivo

Para dicha aplicación de desplazamientos, se orientó el dispositivo móvil en la dirección que indica la Figura V.4, y al igual que el montaje del espejo M_2 .

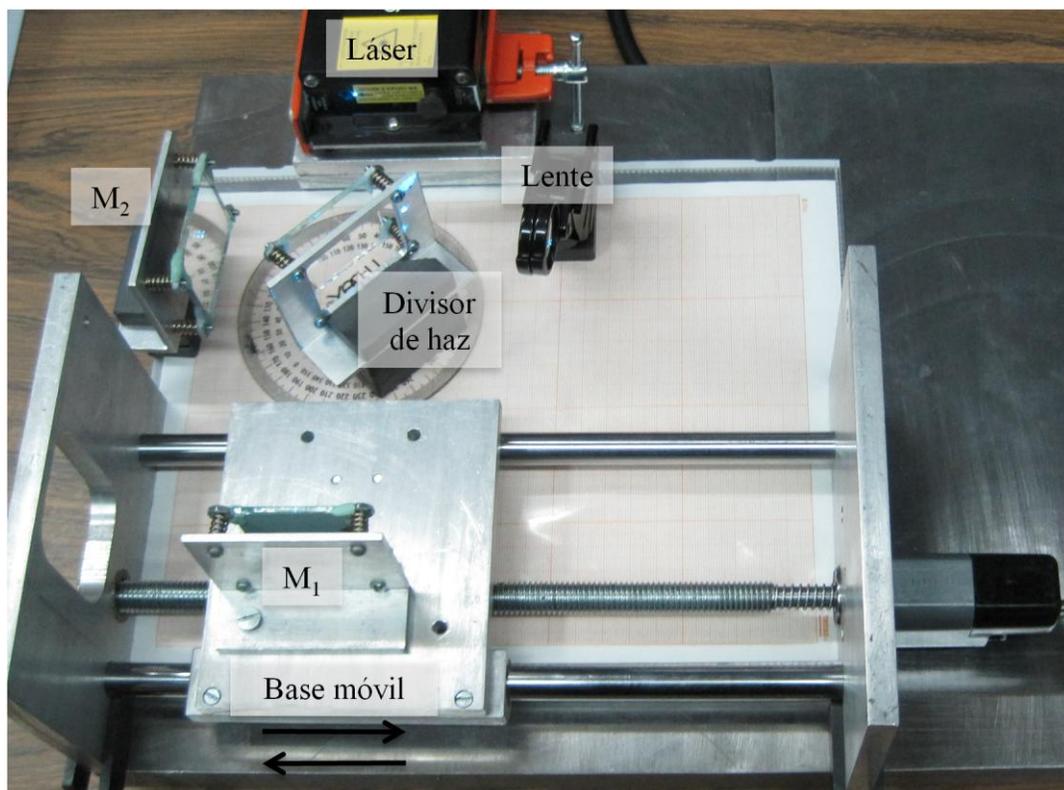


Figura V.4.- Montaje del sistema para calibración de perpendicularidad en la aplicación de desplazamientos

La alineación de los haces es corregida con el ajuste de los tornillos de las bases en los espejos y el divisor de haz, haciéndolos coincidir en un solo punto hasta generar patrones de interferencia uniformes sobre todo el punto luminoso (Figura V.5).

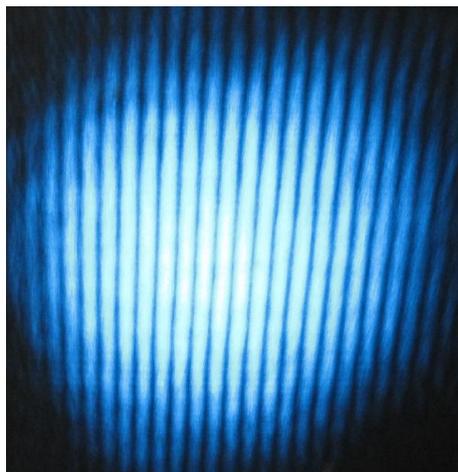


Figura V.5.- Alineación de haces

Posteriormente, se mantuvo en movimiento al dispositivo móvil y fueron registrados en video los desplazamientos de las franjas, cuyos resultados permitieron conocer la variación del dispositivo, respecto de la trayectoria, el cual puede deberse a la que la superficie del espejo no es uniforme. El resultado de la variación es de ± 14 franjas, en un intervalo de 20 centímetros, que corresponden a $\pm 3,416$ nanómetros.

V.2.3.- Determinación de longitud de desplazamientos aplicados

Se emplea la fuente de 10 volts, ya que de acuerdo a pruebas preliminares, la transición de franjas resultaba visible, con el servomotor del mecanismo trabajando a este voltaje, y de acuerdo con la ecuación III.19, se puede determinar la cantidad de desplazamiento, aplicando una resistencia en el circuito de 10 K Ω , y obteniendo pulsos con una duración de 2 segundos.

$$d_{(10\text{ volts})} = (2.70803 \times 10^{-3} \cdot 10) \quad (\text{V.3})$$

$$d_{10\text{ volts}} = 0.02708 \text{ mm} \quad (\text{V.4})$$

Con lo cual tenemos el desplazamiento longitudinal en cada intervalo de 2 segundos, aplicados al mecanismo.

V.3.- Caracterización del espesor de películas delgadas

Una vez completada la calibración del sistema interferométrico, se procede a introducir el elemento a analizar en la base móvil (Figura V.6), haciendo incidir el haz en una de las caras planas con recubrimiento para su análisis.

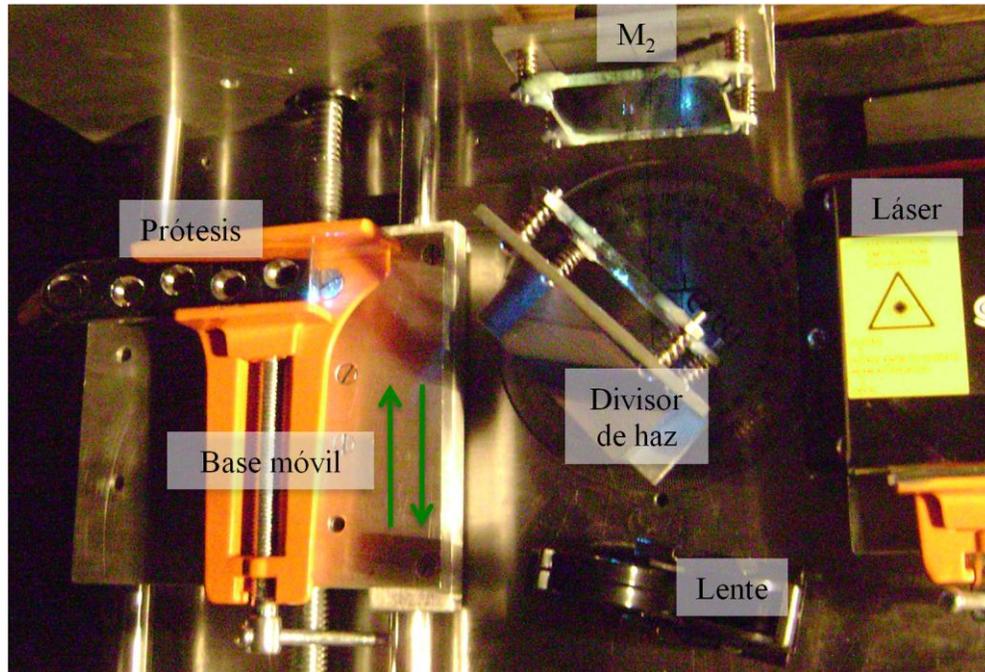


Figura V.6.- Montaje de elemento a analizar en el sistema

Inicialmente se incide el haz en una parte de la superficie sin recubrimiento, con el propósito de tener una referencia como punto de partida, con lo que las variaciones en el patrón de interferencia serán inherentes a la morfología del plano. Al aplicar los desplazamientos, se observa un cambio en el patrón (Figura V.8), del cual se lleva un registro para posteriormente, llevar a cabo una comparación entre estos resultados y los obtenidos de una superficie con material nanoestructurado.

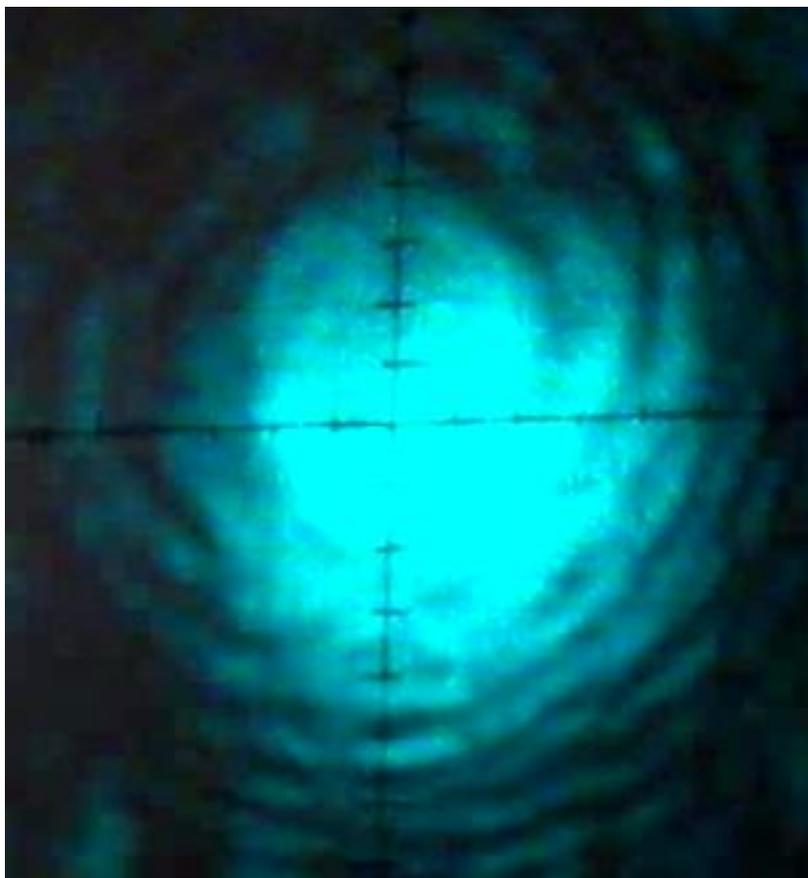


Figura V.7.- Patrón de franjas inherente a la superficie del material

Al aplicar los desplazamientos, las variaciones en el patrón de franjas serán directamente proporcionales a la superficie del material, con lo que llevando a cabo un conteo de la transición de las mismas, respecto del desplazamiento aplicado, se puede obtener una gráfica representativa de la superficie en estudio (Figura V.8).

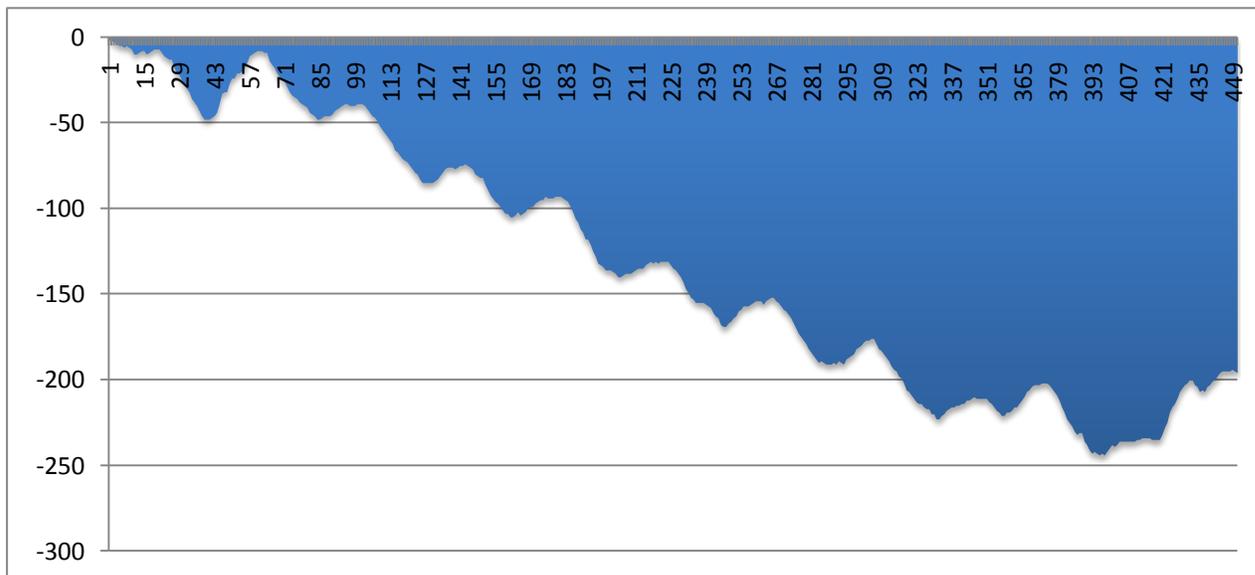


Figura V.7.- Patrón de franjas inherente a la superficie del material

La gráfica fue obtenida de una toma de 451 lecturas, y muestra una variación de hasta 244 transiciones de franjas, que equivalen a 0.05953 mm. en su punto más alto.

Cabe mencionar, que este dispositivo ha sido empleado en los trabajos de [V.3, V.4]

IV.4.- Sumario

Se muestra la manera de hacer la calibración del dispositivo, tanto en los desplazamientos como en la perpendicularidad de los mismos, y la forma de obtener e interpretar los resultados.

IV.4.-Referencias

- V.1.- M. Trejo-Valdez, R. Torres-Martínez, N. Peréa-López, P. Santiago-Jacinto, C. Torres-Torres, *Contribution of the two-photon absorption to the third order nonlinearity of Au nanoparticles embedded in TiO₂ films and in ethanol suspension*”, Journal of Physical Chemistry C, Vol. 114, No. 22, pp. 10108-10113, 2010.
- V.2.- Torres-Torres D., Trejo-Valdez M., Castañeda L., Torres-Torres C., Tamayo-Rivera L., Fernández-Hernández R. C., Reyes-Esqueda J. A., Muñoz-Saldaña J., Rangel-Rojo R. y Oliver A., *Inhibition of the two-photon absorption response exhibited by a bilayer TiO₂*

film with embedded Au nanoparticles, Optics Express, Vol. 18, No. 16, pp. 16406-16417, 2010.

- V.3.- Feria Reyes E.F., Mendoza Basilio C.M., Morales Bonilla S., Gutiérrez H.M., Torres Torres C., Hernández Gómez L.H., Urriolagoitia Calderón G., *Interferometric strain sensor with carbon nanotubes*, 22nd General Congress of the International Commission for Optics, Puebla, 2011.
- V.4.- Torres-Torres C., Castañeda C., Mendoza-Basilio C.A., Feria-Reyes E., Gómez-Herrera M., Reynoso O., Morales-Bonilla S., Urriolagoitia-Sosa G., Torres-Martinez R., *Optical sensibility of carbon nanotubes in a three wavelength interferometer*, 8th International Topical Meeting on Nanostructured Materials and Nanotechnology, 2011.

Discusión de resultados

En el presente trabajo pudieron ser determinados desplazamientos del orden de los 244nm, empleando el láser cian de longitud de onda de 488nm, esto debido a que las variaciones del camino óptico d realizadas sobre el espejo $M1$ del interferómetro, son cuantificadas como el doble de la longitud de onda entre cada cambio de posición m en el patrón de franjas.

Originalmente el diseño del dispositivo incluye el uso de un compensador, que es una réplica del divisor de haz colocado de manera paralela a éste, del lado del espejo $M2$, pero en este caso su uso fue omitido, debido a que la fuente de luz empleada es monocromática y el propósito del compensador es el de reducir la dispersión de la luz y ajustar la diferencia de caminos ópticos.

También se pudo observar que el interferómetro tiene una sensibilidad muy alta a cambios locales de temperatura, debido a que el patrón de franjas registraba corrimientos ocasionados por cambios de temperatura sobre los espejos y los brazos del interferómetro, lo cual encierra la posibilidad medir deformaciones tan pequeñas como las debidas a cambios de temperatura en los materiales.

El dispositivo implementado muestra la capacidad de caracterizar superficies con una alta precisión, aunque la metodología para la adquisición de datos, aun necesita ser mejorada debido a que no es eficiente en su recopilación, a menos de que se implemente un sistema automatizado para dicha tarea

Conclusiones

Durante el armado del interferómetro se pudo omitir el uso de un compensador, dado que la fuente utilizada en el experimento es monocromática y fue ajustada experimentalmente la diferencia de caminos ópticos en los brazos del sistema.

Las vibraciones mecánicas se lograron disminuir en gran medida con la colocación de una placa de acero de 32cm X 51cm con 1 pulgada de espesor, lo que proporcionó estabilidad al dispositivo debido a la rigidez del elemento; la geometría de la placa de acero fue obtenida en base iteraciones realizadas de forma experimental, y esta fue seleccionada de acuerdo al material con el que se contaba. Un desarrollo analítico sobre la rigidez y la propagación de ondas a través del material, pueden determinar las características geométricas que se requieren para la base y el tipo de material de la misma de manera específica.

Los resultados obtenidos muestran la capacidad del sistema para poder dar lecturas de ± 244 nm, lo cual presenta importantes posibilidades de aplicación en el ámbito de la caracterización de superficies planas con alta reflectividad, como es el caso del uso del titanio en prótesis con aplicaciones biomecánicas.

El uso de un láser con una longitud de onda relativamente corto, como el empleado en este trabajo (488nm), representa una ventaja sobre otros de mayor longitud de onda, como el caso del rojo, el cual oscila entre los 620 y los 750 nanómetros, dado que el patrón de medida que se emplea para la determinación de los desplazamientos, es la longitud de onda de la luz empleada, y al ser este más pequeño, proporciona al elemento una incertidumbre menor y por ende, una determinación más específica de las superficies.

Trabajos futuros

El mecanismo presenta una flexibilidad para ser empleado en el estudio de varios elementos, tal como se indicó en este trabajo, donde se analizaron nanotubos de carbono depositados en matrices de vidrio, lo cual le permite ser utilizado en una amplia gama de aplicaciones, no solo en la caracterización de superficies metálicas.

El mecanismo puede ser automatizado de gran manera, de forma tal que podría reducirse el tiempo en los análisis de superficies y eficientar la adquisición de datos mediante el uso de sensores de ultra alta velocidad, y la implementación de mecanismos de precisión (motores a pasos, engranes metálicos, tornillos sinfín, etc.) que hicieron falta en este dispositivo para un óptimo desarrollo de las pruebas.

Se puede mencionar la posibilidad de implementar este dispositivo en el ámbito de la investigación de materiales depositados en matrices de vidrio,

Anexo A

Anexo A.- Hoja de especificaciones técnicas del circuito integrado NE555 conectado como monoestable.

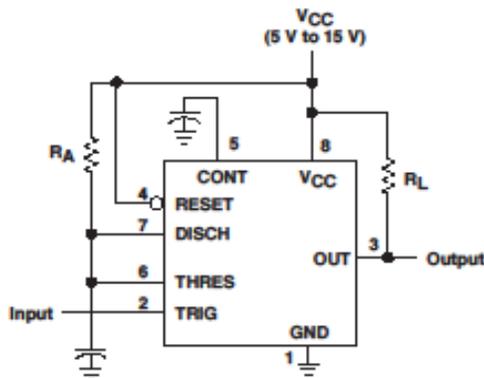
**NE555, SA555, SE555
PRECISION TIMERS**

SLFS022E – SEPTEMBER 1973 – REVISED MARCH 2004

APPLICATION INFORMATION

monostable operation

For monostable operation, any of these timers can be connected as shown in Figure 9. If the output is low, application of a negative-going pulse to the trigger (TRIG) sets the flip-flop (\bar{Q} goes low), drives the output high, and turns off Q1. Capacitor C then is charged through R_A until the voltage across the capacitor reaches the threshold voltage of the threshold (THRES) input. If TRIG has returned to a high level, the output of the threshold comparator resets the flip-flop (\bar{Q} goes high), drives the output low, and discharges C through Q1.



Pin numbers shown are for the D, JG, P, PS, and PW packages.

Figure 9. Circuit for Monostable Operation

Monostable operation is initiated when TRIG voltage falls below the trigger threshold. Once initiated, the sequence ends only if TRIG is high at the end of the timing interval. Because of the threshold level and saturation voltage of Q1, the output pulse duration is approximately $t_w = 1.1R_A C$. Figure 11 is a plot of the time constant for various values of R_A and C. The threshold levels and charge rates both are directly proportional to the supply voltage, V_{CC} . The timing interval is, therefore, independent of the supply voltage, so long as the supply voltage is constant during the time interval.

Applying a negative-going trigger pulse simultaneously to RESET and TRIG during the timing interval discharges C and reinitiates the cycle, commencing on the positive edge of the reset pulse. The output is held low as long as the reset pulse is low. To prevent false triggering, when RESET is not used, it should be connected to V_{CC} .

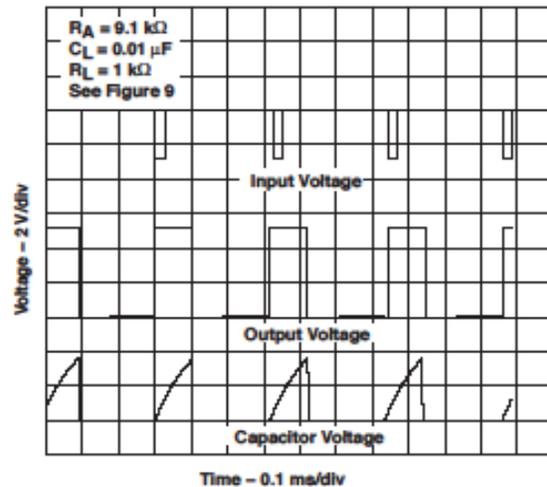


Figure 10. Typical Monostable Waveforms

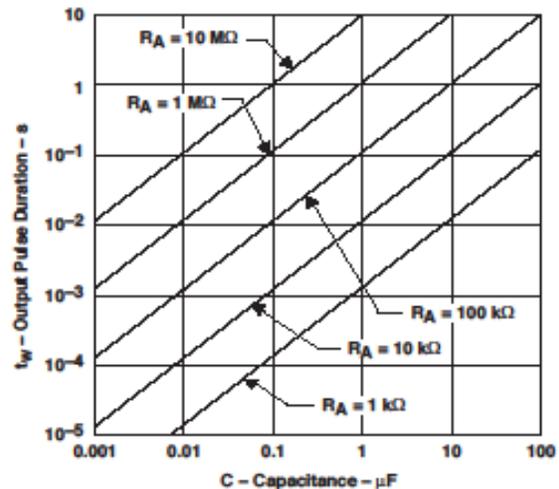


Figure 11. Output Pulse Duration vs Capacitance