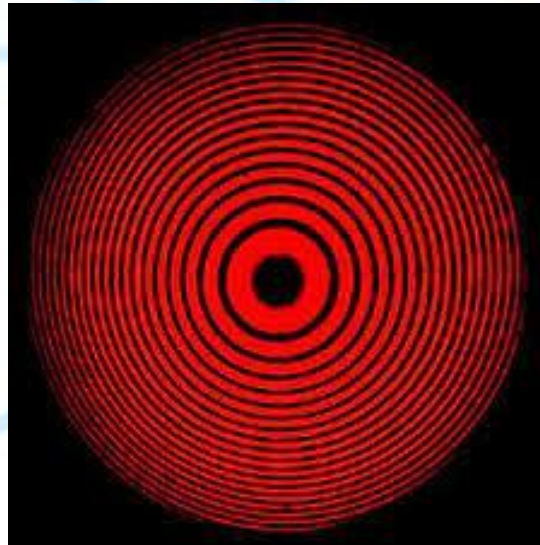


INTERFERÓMETRO DE MICHELSON



Erick Barrios Barocio; Roxette Ramírez Arvidez.
Óptica v.2025

Uno de los instrumentos que explotan al máximo la interferencia de la luz debido a diferencias en el camino óptico es el interferómetro de división de amplitud. Existe gran variedad de tipos de interferómetros de división de amplitud, sin embargo, el más conocido y usado es el tipo Michelson. Este interferómetro ha jugado un rol importante en aplicaciones importantes en el área de metrología, por ejemplo, en el caso del estudio de ondas gravitacionales.

Contenido

1	DESCRIPCIÓN Y FUNCIONAMIENTO.....	1
1.1	Alineación de un Interferómetro de Michelson.....	2
2	MODELO TEÓRICO.....	3
3	REFERENCIAS.....	5

Este interferómetro fue diseñado por Albert Michelson en 1881, en el contexto de la búsqueda experimental del éter para validar o refutar la teoría de la relatividad. Debido a su resolución, la cual permite identificar variaciones en longitud del orden de la longitud de onda utilizada (por ejemplo, del orden de 638nm si se utiliza un láser He-Ne rojo), es posible utilizar este tipo de interferómetro para llevar a cabo mediciones con dicha resolución, lo cual encuentra aplicaciones en la producción y manejo de películas delgadas o metrología, dentro de esta última área, destaca su uso para la detección de ondas gravitacionales.

1 DESCRIPCIÓN Y FUNCIONAMIENTO.

Para comenzar, refiriéndonos al diagrama de la Figura 1, se debe contar con una fuente de luz extendida S o que genere frentes de onda planos (o lo más aproximado a estos). La luz de esta fuente entra al interferómetro a través de un divisor de haz (DH), este elemento es una placa de vidrio que cuenta con una película semitransparente de metal (o material dieléctrico) muy delgada. El divisor de haz divide la amplitud del campo incidente en dos campos salientes, uno reflejado (2) y otro transmitido (3) que atraviesa la placa de vidrio del divisor. Es recomendable que las amplitudes de dichos campos salientes sean iguales. Una vez que los dos haces salen del DH , viajan de forma ortogonal entre ellos hacia dos espejos (E_1 y E_2) donde invierten su dirección y regresan hacia el DH . Al llegar al DH por segunda vez, parte del haz 2 lo atraviesa y parte del haz 3 se refleja en la película (ambos de la misma forma que al principio), esto hace que se superpongan en la salida del interferómetro generando un cuarto haz de luz (4). Como se puede observar en el diagrama, si E_1 y E_2 no son equidistantes al DH , pero se asume que son perfectamente ortogonales a los haces 2 y 3, la diferencia de caminos ($|d_1 - d_2|$) generará interferencia en la superposición de salida. En la práctica para asegurar estas condiciones, uno de los espejos cuenta con tornillos de ajuste para su inclinación y asegurar que sean ortogonales a los

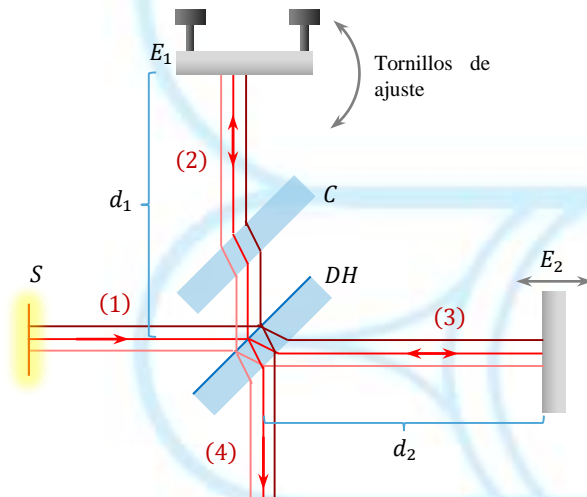


Figura 1. El interferómetro de Michelson (vista superior) con placas de vidrio y divisor de haz de película delgada.

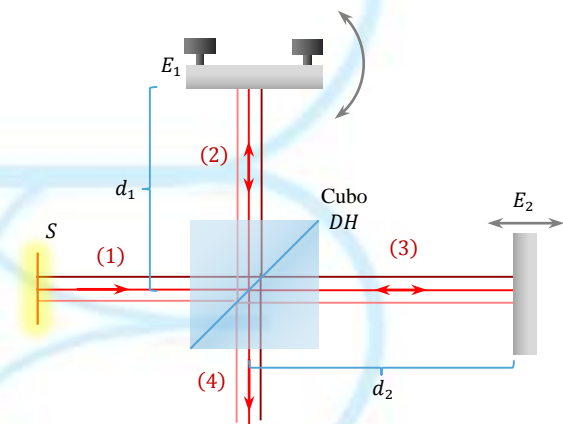


Figura 2. El interferómetro de Michelson (vista superior) con cubo divisor de haz.

caminos; por otro lado, uno de los espejos está montado en un riel de desplazamiento micrométrico que permite variar el camino óptico y la diferencia de camino entre las trayectorias (2) y (3). Como se puede asumir de esto último, el interferómetro de Michelson es un instrumento de precisión y en consecuencia es bastante delicado, por lo que se debe extremar cuidado al operarlo, en particular sus partes mecánicas.

Es de notar que el haz de luz (3) atraviesa la placa de vidrio del *DH* 3 veces, mientras que el (2) solamente lo atraviesa una vez; para que el haz (2) cruce una cantidad de vidrio similar (con el propósito de asegurar la misma longitud de camino óptico para ambas trayectorias), se agrega una placa compensadora (*C*), hecha del mismo material y dimensiones que el *DH*, pero sin la película delgada, la cual se coloca de forma paralela al *DH* sobre la trayectoria (2). Esto es necesario ya que, para algunas aplicaciones, si la fuente de luz es blanca (compuesta de muchas longitudes de onda), será necesario que las trayectorias ópticas sean precisamente iguales, sin embargo, debido a la dispersión cromática del vidrio, cada longitud de onda de la luz blanca experimentará una longitud de camino óptico diferente. La placa compensadora reduce el efecto provocado por la dispersión ^[1,2].

Una forma alternativa de reducir la dispersión mencionada anteriormente, es sustituyendo la placa *DH* con la película, por un cubo divisor de haz, en cuyo caso la película dieléctrica se encuentra entre dos prismas triangulares (Figura 2), formando un cubo. Esto evita la necesidad de una placa compensadora ya que todos los haces cruzan la misma cantidad de material dentro del cubo, además de que se evita el desplazamiento lateral de los haces. La desventaja principal en el uso de cubos divisores de haz es su mayor precio.

1.1 ALINEACIÓN DE UN INTERFERÓMETRO DE MICHELSON.

Como se mencionó anteriormente, una alineación correcta es crítica para que el interferómetro funcione apropiadamente, por lo que es necesario mencionar de forma básica como se lleva a cabo dicho procedimiento.

Un interferómetro de Michelson típico de un laboratorio de enseñanza es como el mostrado en la Figura 3a. Usando un láser con longitud de onda conocida, se alinean los espejos del interferómetro de forma que se genere interferencia. Para esto, el haz debe pasar por el centro de la apertura de entrada del interferómetro (A). El haz será dividido por el divisor de haz (B) en dos haces, los cuales se reflejarán en los espejos (C, D) y serán recombinados de nuevo por el divisor solo si los espejos están colocados de forma perpendicular a los haces (Figura 3b); de lo contrario, cada haz viajará por una trayectoria diferente y no serán recombinados de forma correcta (colineal) por el divisor (Figura 3c).

Para hacer que los haces sean colineales, se debe cambiar la orientación del espejo (D) con ayuda de sus tornillos posteriores hasta que los dos haces más brillantes proyectados en el puerto de salida del interferómetro estén empalmados

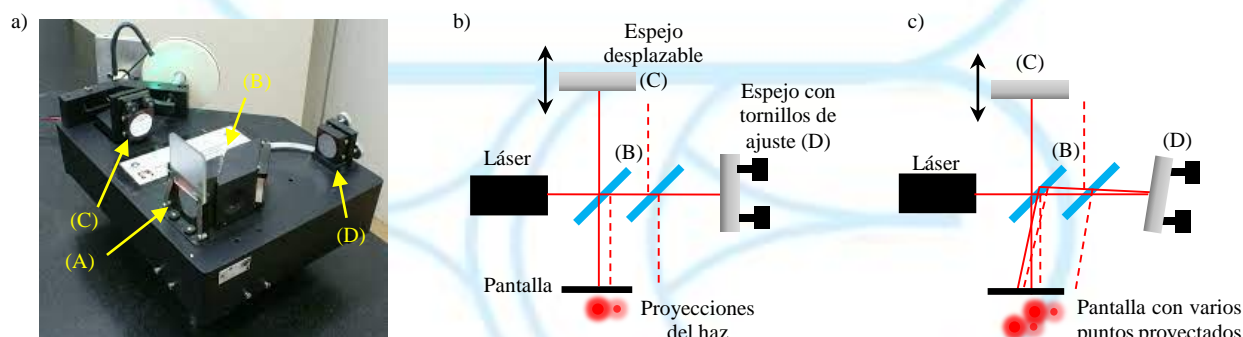


Figura 3. a) Interferómetro de Michelson típico (ver texto para descripción). b) Diagrama de un interferómetro de Michelson correctamente alineado. A la salida del interferómetro, en la pantalla solo se observa la proyección del haz láser en un solo punto brillante (el otro punto lateral es una segunda reflexión). c) caso de una mala alineación, donde se observan múltiples proyecciones de los haces reflejados.

(hay múltiples reflexiones en el interferómetro, por lo que se observarían múltiples puntos proyectados, los dos más brillantes son los principales, que son con los que se trabaja), en este punto se verá que el haz de luz resultante cintila.

2 MODELO TEÓRICO.

De los diagramas en las Figuras 1 y 2, también se puede observar que el divisor de haz provoca la separación del eje óptico del sistema en dos ejes ortogonales. Un diagrama del sistema óptico equivalente que facilita el análisis de rayos del interferómetro se puede obtener haciendo colineales estos dos ejes, es decir rotando 90° el eje reflejado (Figura 4)^[1].

Utilizando la ecuación del espejo plano y tomando un punto de la fuente de luz S , se puede construir un diagrama de rayos en el cual se observa que dicha fuente puntual tiene dos imágenes virtuales; es decir, visto desde el puerto de salida de la luz del interferómetro, se observarían dos fuentes puntuales de luz (S'_1 y S'_2), las cuales estarán separadas en profundidad por una distancia $2\Delta_d = 2|d_1 - d_2|$, por lo que la diferencia de camino óptico recorrido por los rayos es:

$$\Delta_{co} = 2\Delta_d \cos \theta$$

Se puede observar que para un rayo que viaje justo sobre el eje óptico del sistema $\Delta_{co} = 2\Delta_d$. Incorporando los conceptos de interferencia, se puede entender que, si $\Delta_{co} = m\lambda$, los dos rayos interferirán constructivamente, lo cual equivale a un desplazamiento del espejo móvil de $\Delta_d = \lambda/2$ o múltiplos enteros de este valor, siempre y cuando el desplazamiento no exceda la longitud de coherencia de la fuente. De igual forma, debido a la simetría circular alrededor del eje óptico, se producirá un sistema de anillos de interferencia (franjias de interferencia), cuya irradiancia estará dada por ^[2]

$$I = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (1)$$

Donde $\delta = k\Delta = (2\pi/\lambda)\Delta$, con Δ la diferencia de camino óptico total: $\Delta = \Delta_{co} + \Delta_r$. El término Δ_r es consecuencia de un cambio de fase debido a la reflexión. En el caso de un Interferómetro con divisor de haz de placa como el mostrado en la Figura 1, cuando la onda de luz va de aire al vidrio, la onda reflejada sufre un retraso de fase de π (o $\lambda/2$); sin embargo, cuando la onda va de vidrio a aire, la onda reflejada no sufre retraso ^[1,2,3]. Lo anterior produce un desfase relativo neto de $\lambda/2$ entre las dos ondas que salen del interferómetro, debido al efecto de reflexión en el divisor.

De esta forma, la condición de interferencia destructiva (franja oscura) es ^[1,2]:

$$\Delta = \Delta_{co} + \Delta_r = 2\Delta_d \cos \theta + \frac{\lambda}{2} = \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda \quad (2)$$

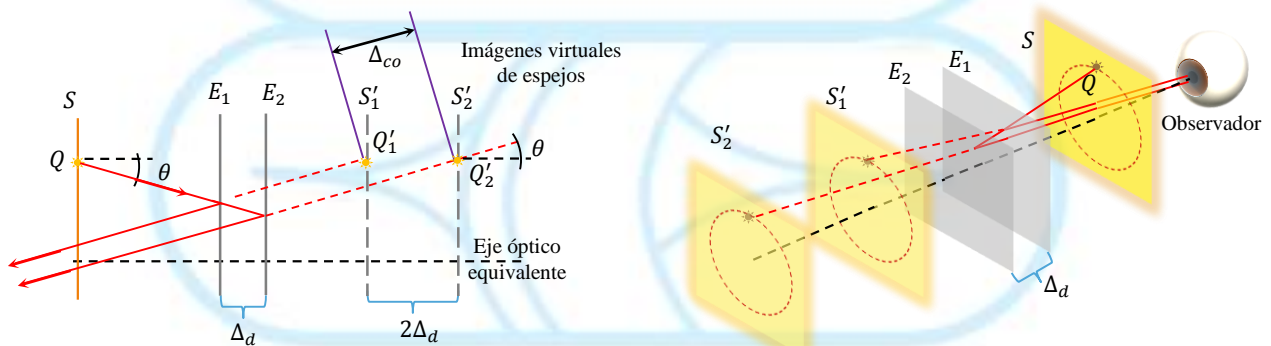


Figura 4. Diagrama de rayos de un interferómetro de Michelson. Es de señalar que, en la práctica, siempre se trabaja en el régimen paraxial, por lo que el desplazamiento lateral entre ambos rayos salientes es despreciable.

donde m es el orden de interferencia, y lo cual se puede simplificar a:

$$2\Delta_d \cos \theta = m\lambda ; m = 0,1,2,3 \dots \quad (3)$$

Ésta es la condición de *interferencia destructiva* para el interferómetro de Michelson con divisor de haz de placa. Así, para una separación de los espejos fija, el término $\cos \theta$ producirá una distribución de anillos brillantes intercalados con oscuros debido a la interferencia producto de la diferencia de camino óptico (Figura 5a).

En la práctica, para observar más claramente dichos anillos, se suele colocar frente al láser un objetivo de microscopio (generalmente de 10x) para abrir el haz de luz que entra al interferómetro aproximando una fuente extendida (Figura 5b). Si el interferómetro está bien alineado, se observarán los anillos de interferencia en la pantalla, de forma contraria, habrá que ajustar el espejo con tornillos de forma que el centro de los anillos esté en el centro de la pantalla.

Por otro lado, si nos concentramos en un anillo particular con orden m , y reducimos Δ_d , será necesario que $\cos \theta$ aumente para conservar constante el término $m\lambda$, o lo que es lo mismo, que θ decrezca; es decir, cuando los espejos se acercan, los anillos se mueven hacia el centro, colapsando eventualmente. Esto produce que el ancho de cada anillo (dado por la diferencia entre dos órdenes de interferencia contiguos) dado por ^[2]

$$|\Delta \theta| = \frac{\lambda \Delta m}{2\Delta_d \sin \theta}$$

aumente, es decir, conforme los anillos de interferencia colapsan en el centro, los anillos restantes se harán más gruesos hasta que, cuando todos han colapsado, solo uno llene todo el campo de visión, lo cual ocurre cuando $\Delta_d = 0$. En el caso inverso, cuando los espejos se alejen uno de otro, los anillos irán surgiendo del centro y su grosor ira disminuyendo.

En la práctica, lo más común es estudiar la parte central del patrón de anillos ($\theta = 0$) ya que simplifica la ecuación (3) a:

$$2\Delta_d = m\lambda \quad (4)$$

De esta ecuación, se puede observar que un interferómetro de Michelson es un instrumento que permite la medición de desplazamientos del orden de hasta $\lambda/2$, simplemente observando el desplazamiento de un anillo (ya sea oscuro o brillante) a la posición previamente ocupada por una franja adyacente, y lo cual se hace cambiando la diferencia de camino entre los espejos, u observando el centro del patrón de interferencia, donde se observará un disco que alternará entre oscuridad y luz. Un anillo brillante será producido o aniquilado por cada longitud de onda de desfase que se agregue a la diferencia de camino.

La distancia recorrida por el espejo móvil es igual al cambio en la separación de los espejos ($\Delta = |d_1 - d_2|$). Contando el número de anillos que surgen del centro (o de forma equivalente, que pasan por un cierto punto), correspondiente a un cierto desplazamiento del espejo, se puede calcular la longitud de onda de una fuente de luz. El número de anillos brillantes que surgen (N) para un cierto desplazamiento Δ , es igual al número de longitudes de onda completas (m) que la diferencia de camino ha cambiado, es decir, de la ecuación (4):

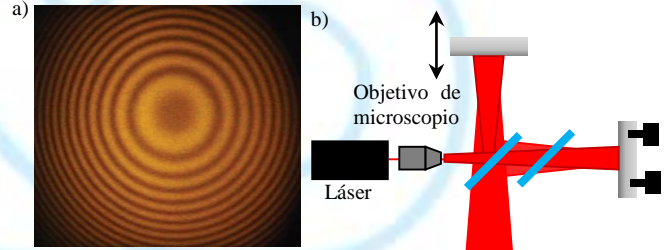


Figura 5. a) Patrón de anillos observados a la salida de un interferómetro de Michelson.

$$\lambda = 2\Delta/N \quad (5)$$

Con $N = |\Delta m|$, la cantidad de ordenes de interferencia que surgen del centro. En la práctica, este desplazamiento se tiene que hacer con gran precisión, por lo que es común utilizar un sistema que comprende un tornillo micrométrico y un reductor de movimiento tipo palanca de Arquímedes.

Dichos sistemas reductores tienen que ser calibrados para conocer el factor de proporcionalidad del reductor. Para esto, el tornillo micrométrico se debe girar hasta que los anillos tengan un grosor apreciable. En dicha posición se debe registrar la posición indicada en la escala del tornillo micrométrico, la cual se tomará como posición cero del espejo del interferómetro.

Posteriormente, se gira el tornillo micrométrico de forma que en un cierto punto en la pantalla pasen N anillos (franjas de interferencia). En consecuencia, el tornillo marcará un valor de distancia d' . El movimiento real del espejo (Δ) estará dado por $N\lambda/2$, donde λ es la longitud de onda conocida de la fuente de luz. Entonces, el factor de proporcionalidad (k) entre desplazamiento indicado y el real será de d'/Δ . Finalmente, todas las mediciones futuras de desplazamientos se tendrán que multiplicar por el factor:

$$k = \frac{2d'}{N\lambda} \quad (6)$$

3 REFERENCIAS.

- [1] D. J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. 3° edición. Prentice Hall. 1999.
- [2] E. Hecht. *Óptica*. 3° edición, Addison Wesley. 2000.
- [3] Frank L. Pedrotti, Leno M. Pedrotti, Leno S. Pedrotti. *Introduction to Optics*, Cambridge University Press, 2018, 3°ed.