

Interferometrías heterodina y cuasi heterodina: ideas fundamentales

G. Rodríguez Zurita

*Escuela de Ciencias Físico Matemáticas, Universidad Autónoma de Puebla
Apartado postal 1152, 72000 Puebla, Pue., México*

(Recibido el 8 de enero de 1991; aceptado el 2 de abril de 1991)

Resumen. Se expone la técnica de modulación de patrones de interferencia dividiéndola en dos clases de interferometría: la heterodina y la cuasi heterodina. Se muestra por qué con ellas pueden alcanzarse precisiones en las determinaciones de las diferencias de fase ópticas de $2\pi/1000$ y de $2\pi/100$, respectivamente. Se revisan los fundamentos en que se basan las técnicas y se discuten algunos aspectos de interés práctico.

PACS: 07.60.Ly

1. Introducción

La interferometría óptica, considerada como una técnica de medición de diferencias de caminos ópticos y cuyas bases fueron principalmente establecidas por Albert A. Michelson en las últimas décadas del siglo XIX, se funda en la superposición de dos o más haces luminosos que satisfacen las condiciones necesarias para permitir la detección de un patrón de interferencia. Este patrón se percibe como una serie de regiones brillantes y oscuras distribuidas sobre un plano de observación. De acuerdo al valor de la fase que mantengan los haces en una región determinada, es que ésta aparece brillante (diferencia de fase igual a 2π radianes, o un múltiplo) u oscura (diferencia de fase igual a π radianes, o un múltiplo impar). La irradiancia de una región es intermedia cuando dicha relación de fase conserva un valor entre los extremos mencionados. Dado que dichas regiones adoptan frecuentemente la forma de bandas o franjas, son conocidas justamente como "franjas" y se habla de "patrones de franjas". Uno de los problemas esenciales de la interferometría, consiste en determinar la distribución de fase entre los haces sobre la base de un patrón de interferencia, esto es, fundándose en las variaciones de la irradiancia a lo largo y ancho del campo de observación. La manera en que se modifica un patrón de interferencia dando paso a otro diferente, permite conocer también cómo evoluciona la distribución de fase. Aunque mediante la interferometría se busca, por lo general, determinar las propiedades ópticas del medio transmisor de los haces que interfieren (como el índice de refracción, directamente relacionado con la velocidad de la luz), el conocimiento relativo a la distribución de la fase no se limita a esto y proporciona, generalmente, información diversa que depende de las circunstancias particulares en las que se realicen las mediciones. Por ejemplo, manteniendo homogéneo al medio transmisor

y estabilizando a la fuente luminosa, es posible mediante la interferometría medir longitudes con gran precisión, tal que se realizó en una de las definiciones del metro patrón previa a su actual, ya en términos del tiempo. La medición absoluta de longitudes de onda, de hecho se realiza interferométricamente. La medición de velocidades angulares también es posible mediante observaciones de corrimientos de franjas. La espectroscopía encontró en el interferómetro de Fabry-Perot un recurso que la permitió ampliar su capacidad resolutive hasta el punto de discernir líneas espectrales separadas únicamente por algunos Angstroms. La espectroscopía de Fourier constituye una rama de investigación activa basada en el interferómetro de Michelson y consideraciones propias de la teoría de la coherencia parcial. Dentro del campo de la producción de componentes ópticas para instrumentos de precisión, resulta de fundamental importancia la determinación del frente de onda, es decir, la determinación de la superficie que contiene únicamente puntos con un mismo valor de fase. La interferometría ha contribuido a la solución de ese problema mediante diversos interferómetros, entre los que destacan el de Newton, el de Fizeau, el de Twyman-Green, el de Mach-Zehnder, y el método de Tolansky. Otra aplicación importante dentro del mismo campo y que requiere de mediciones interferométricas, resulta ser la caracterización de las capas delgadas depositadas en las superficies de las componentes ópticas, capas con un espesor típico de miles de Angstroms y cuyo propósito es el de controlar la transmisión y la reflexión de la luz [1,2].

El desarrollo y los logros en otros campos de la óptica se han reflejado en la interferometría. El uso de las fibras ópticas hace posible un control de la propagación de los haces en algunos casos más efectivos y permite, además, la compactación de los arreglos [3]. La incorporación del laser como fuente de iluminación ha disminuido por un lado, muchas dificultades experimentales, y por otro, ha extendido el dominio de las aplicaciones interferométricas [4]. Así, la microscopía ha adaptado el interferómetro de Jamin en la medición de espesores microscópicos, mientras que la holografía y la granulación coherente (moteado o *speckle*) han introducido tanto componentes como métodos interferométricos (interferometría holográfica y de *speckle*, respectivamente) conceptualmente nuevos y ya en uso industrial rutinario, siendo algunos ejemplos de ello la medición de deformaciones mecánicas microscópicas, la perfilometría, el estudio de procesos rápidos (desde segundos hasta pico-segundos de duración) y el estudio de sistemas vibrantes [5]. La generación de ondas con fase conjugada ofrece ventajas para la interferometría tales como la compensación de aberraciones, la medición de efectos no recíprocos como la rotación de Faraday o la absorción saturada, el aumento de sensibilidad por realce en las diferencias de fase en un factor de dos y la interferometría holográfica dinámica [6]. Por esta razón, los materiales no lineales son de gran interés para interferometría, en particular aquellos capaces de trabajar con intensidades moderadas y en régimen continuo. La interferometría, por otra parte, no se restringe a la región visible del espectro electromagnético y, de hecho, ni siquiera al espectro electromagnético. La versatilidad de los métodos interferométricos, en suma, justifica la divulgación de sus avances más significativos ante un público muy amplio. Sin embargo, los propósitos del presente trabajo hacen conveniente limitar la discusión dentro de la interferometría óptica de dos haces monocromáticos.

La determinación interferométrica de diferencias de fase entre dos ondas luminosas, puede conducir al conocimiento de la distribución de fase de uno de los frentes de onda cuando se conoce la del segundo. La precisión de una descripción semejante ha estado restringida durante mucho tiempo a algunas fracciones de la longitud de onda empleada. La razón de ello estriba, por un lado, en que la información de la fase debe extraerse partiendo de una distribución espacial de irradiancias que no sólo es afectado por la fase misma, sino también por los cambios de amplitud que cada uno de los frentes de onda posean en el espacio, cambios que, en general, no se conocen *a priori*. Por otro lado, el que la fase sea particularmente confiable a partir de los máximos y mínimos del patrón de interferencia, favorece una estrategia de muestreo, en la cual los puntos de medición resultan separados en intervalos iguales de valores de fase, en vez de estar separadas en intervalos iguales en el espacio. En ese caso, una interpolación entre franjas puede ser insuficiente e imprecisa dependiendo de la distribución del frente de onda por determinar. Asimismo, la incertidumbre en la medición de la fase es la causa de una incertidumbre en la posición correspondiente cuyo valor es inversamente proporcional a la variación (primera derivada espacial) de la distribución de fase [7].

Desde la década de los años 70 se ha venido desarrollando una técnica que supera los inconvenientes mencionados. Esta consiste en introducir una fase adicional f en alguna de las ondas que interfieren, de manera que *module* el patrón de interferencia en forma conveniente para su procesamiento posterior. La modulación del patrón puede ser temporal o espacial. Es esencialmente temporal si la fase introducida únicamente varía en el tiempo ($f = f(t)$). El patrón puede resultar modulado sólo espacialmente, cuando f surja al inclinar uno de los frentes de onda (p.e., formando un ángulo respecto de la dirección x). Así, $f = f(x)$, donde f resulta directamente proporcional a x) [8]. Este segundo tipo de modulación da lugar a los métodos de procesamiento asociados con el nombre de Fourier y fundamentados en el filtraje (llevado a cabo en el plano de las frecuencias espaciales) alrededor de uno de los primeros órdenes del espectro del patrón modulado. Así, la fase introducida actúa como una frecuencia portadora espacial [8]. Este trabajo está encaminado a la exposición de los fundamentos de las técnicas para modulación temporal. Una revisión de las técnicas de modulación espacial se puede encontrar en la Ref. [8].

La modulación temporal del patrón de interferencia puede conseguirse introduciendo un pequeño corrimiento en la frecuencia de uno de los dos haces. La modulación resulta entonces sinusoidal en cualquier punto del patrón y vibra con una frecuencia igual a la diferencia de frecuencias introducida entre los haces [9]. La irradiancia sobre un punto fijo del patrón varía temporalmente con una fase determinada por la diferencia de fase entre los haces sobre ese mismo punto. De ese modo, una diferencia de fase óptica puede aparecer como una diferencia de fase entre dos señales eléctricas siempre que se conviertan los cambios de irradiancia en señales eléctricas de manera proporcional. Gracias a esta transformación, la diferencia de fase óptica entre dos puntos arbitrariamente elegidos sobre el patrón de interferencia, se puede conocer al medir electrónicamente la fase entre las señales eléctricas originadas por dos fotodetectores adecuados y situados sobre esos dos puntos. Este procedimiento permite medir la fase en cualquier posición dentro del

patrón de franjas con una precisión mejor que $2\pi/1000$ radianes [7] y se conoce como detección heterodina [10] o interferometría heterodina en contraposición a la interferometría estática o interferometría homodina, que no modula el patrón de franjas en modo alguno. El uso de la medición electrónica de la fase suprime el factor limitante en la precisión propio de la interferometría homodina, originado por las variaciones en la irradiancia del patrón que provienen de cambios de amplitud espaciales en los haces. Las mediciones de la fase, por otra parte, pueden efectuarse sobre cualquier posición arbitraria aparentemente con la misma precisión.

El corrimiento del patrón de franjas puede realizarse también en forma discreta con algunas ventajas, tales como un tiempo reducido de procesamiento y el uso de un microprocesador [11]. Puesto que los cambios de irradiancia del patrón de franjas son causados por tres cantidades desconocidas (la fase, y los cambios espaciales de amplitud de cada haz), se establece un sistema de ecuaciones con tres incógnitas y, en consecuencia, el número mínimo necesario de corrimientos discretos de fase, o equivalentemente, de interferogramas homodinios, es tres [13]. Los valores de los tres corrimientos se calculan con las fórmulas tangente inversa [12]. Puesto que, por lo general, se desconoce la sensibilidad del apilamiento piezoeléctrico que comúnmente se usa para efectuar los corrimientos, así como los cambios inducidos en toda su superficie, se ha encontrado más conveniente introducir cuatro y cinco corrimientos en vez de tres, reduciendo así, el error en el cálculo [13,14]. Como alternativa, el corrimiento puede hacerse continuo por intervalos. Considerando que la información a procesar en un intervalo de corrimiento continuo es "acumulada" en paquetes, el método se conoce como "cubeta integrada" (*integrated bucket*) [15]. La interferometría cuasi heterodina, que incluye a los métodos de corrimiento de fase y de paquete de integración, proporciona una precisión menor en un orden de magnitud que la obtenida con la heterodina ($2\pi/100$ radianes).

El propósito de este trabajo consiste en presentar los conceptos básicos de los métodos heterodinios y cuasi heterodinios unificadamente, revisando algunos ejemplos ilustrativos. Con ello, se busca resumir la creciente literatura que al respecto ha aparecido, tratando de facilitar una introducción eventual en el campo.

2. Principio fundamental de la interferometría de dos haces heterodina y cuasi heterodina

Como se explica en la Ref. [7] los inconvenientes de la interferometría estática (homodina) son los siguientes:

- i) los datos que se pueden medir con cierta confiabilidad están equidistantes en fase. Resultaría conveniente tenerlos equidistantes en el campo de observación, especialmente si se busca determinar un frente de onda.
- ii) el intervalo de incertidumbre en la posición de la fase medida, depende tanto del ritmo con que varíe la distribución de fase a lo largo de la dirección de medición, como de la sensibilidad de detección de intensidad. Este segundo factor es menor en los puntos extremos y máximo en cuadratura de fase.

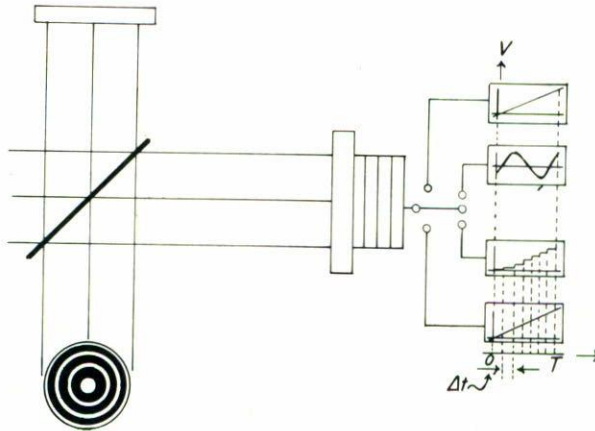


FIGURA 1. Interferómetro de dos caminos con modulador piezoeléctrico. Se esquematizan cuatro voltajes aplicados posibles como función del tiempo en un intervalo T : un voltaje de incremento lineal; uno de variación sinusoidal; otro constante durante intervalos Δt ; y otro de incremento lineal, pero dividido en subintervalos. Los dos primeros voltajes son típicos de la interferometría heterodina, mientras que los dos segundos pertenecen a la categoría de interferometría cuasiheterodina (generalización de la Ref. [15]).

iii) la interpolación no es confiable puesto que la intensidad del patrón depende de tres cantidades desconocidas: la fase a determinar y las variaciones de amplitud de cada onda que interfiere.

Como se bosquejó en la introducción, la precisión correspondiente a la determinación de las diferencias de fase entre dos frentes de onda, puede mejorarse incorporando una fase f adicional apropiada en uno de las ondas que interfieren. Para ilustrar las diversas maneras que hacen posible esta técnica, la Fig. 1 esquematiza a un interferómetro tipo Twyman-Green, uno de cuyos espejos permanece fijo mientras que el otro se encuentra montado sobre un apilamiento piezoeléctrico. El apilamiento puede estar sujeto a uno de las fuentes de voltaje cuyas respectivas dependencias, a lo largo del tiempo, son mostradas en la extrema derecha: un voltaje de incremento lineal; un voltaje sinusoidal; un voltaje constante por intervalos iguales; y otro de incremento lineal, pero dividido en intervalos. El espejo montado sobre el apilamiento sufrirá entonces translaciones acordes con el voltaje aplicado, produciendo, consecuentemente, corrimientos en la fase de la onda que ahí se refleja. Dichos corrimientos determinarán la manera en que las franjas del patrón de interferencia se desplacen sobre el plano de observación del interferómetro.

Suponiendo un desplazamiento lineal en el espejo como respuesta a un voltaje aplicado dado, cuando el voltaje se incrementa linealmente con el tiempo, la irradiancia sobre un punto del plano de observación varía sinusoidalmente. Esta modulación particular, junto con la correspondiente detección de los cambios de irradiancia, recibe el nombre de interferometría heterodina. Cuando el voltaje aplicado es sinusoidal (y especialmente de pequeña amplitud), se obtiene lo que en la

literatura se conoce como técnica de “amarre de fase” (*phase-lock*, o interferometría ac). En un sentido amplio, sin embargo, ambas técnicas se engloban dentro de la misma categoría de interferometría heterodina, principalmente por compartir una detección y un procesamiento típico de señales continuas.

Si el voltaje aplicado se incrementa por intervalos, las franjas del patrón se desplazan también por etapas. Al tener un cierto número n de intervalos, se produce un número igual de patrones de interferencia. Sobre un punto fijo del plano de observación, y mediante los n valores distintos de irradiancia, correspondientes a cada patrón, puede definirse un sistema lineal de ecuaciones, con auxilio del valor del corrimiento inducido de fase respectivo $f = f_n$. En este sistema de ecuaciones, las incógnitas son, además de la fase, los cambios espaciales de las amplitudes de cada onda que interfiere (o, equivalentemente, la irradiancia promedio del patrón y la modulación de las franjas). Este método se conoce como de corrimiento de fase. Alternativamente, en el método de paquete de integración (*integrated bucket*) la detección se realiza continuamente por intervalos, acumulando la intensidad sobre un punto fijo durante cada intervalo para construir un sistema lineal de ecuaciones similar al método anterior. En una terminología no muy generalizada, pero que, a pesar de ello, se utilizará en la presente exposición, los dos métodos anteriores se incluyen dentro de la llamada interferometría cuasi heterodina. Como se desprende de la discusión precedente, la diferencia fundamental entre los métodos interferométricos heterodinios y cuasi heterodinios consiste en la tendencia de estos últimos a un procesamiento esencialmente numérico. Puesto que las diferencias en ocasiones resultan más bien pequeñas, algunos esquemas de modulación pueden realizarse tanto en versiones heterodinias como en cuasi heterodinias adoptando ligeros cambios. A continuación se caracterizan matemáticamente los esquemas de modulación representados en la Fig. 1, y se mencionan las particularidades propias de cada uno en la medición de la fase (sólo el caso heterodinio), los instrumentos de modulación y las formas de detección.

2.1 Interferencia de dos haces monocromáticos con un corrimiento de frecuencia relativo

Considérense dos ondas luminosas monocromáticas de frecuencia angular ω y distribución espacial de fase $\phi_i(x)$ donde x denota el vector de posición y el índice i acepta los valores 1 o 2. La amplitud de cada onda la describe la función $a_i(x)$ que por lo general no es constante. Si $V_i(x)$ es la representación compleja de cada disturbio y se introduce un corrimiento de frecuencia dado por $f(t)$, cada una de ellas se describe como sigue:

$$V_1 = a_1(x) \exp\{-i(\omega t + \phi_1(x))\}, \tag{1.a}$$

$$V_2 = a_2(x) \exp\{-i(\omega t + \phi_2(x) + f(t))\}, \tag{1.b}$$

y en consecuencia la intensidad del patrón de interferencia resultante es

$$I(x, t) = a(x)\{1 + m(x) \cos(f(t) + \Delta\phi(x))\}, \quad (2)$$

donde

$$a(x) = a_1^2(x) + a_2^2(x), \quad (3.a)$$

$$m(x) = 2a_1(x)a_2(x)/a(x), \quad (3.b)$$

$$\Delta\phi(x) = \phi_2(x) - \phi_1(x). \quad (3.c)$$

Nótese que en la Ec. (2) se desconocen tanto $a(x)$, como $m(x)$ y la distribución de fase buscada $\Delta\phi(x)$. Por tanto, conociendo únicamente la intensidad $I(x, t)$ se podrá determinar la distribución de fase sólo en caso de que la intensidad promedio (a) y la modulación “estática” o “instantánea” (m) no dependan de x . Esto ocurre cuando los frentes de onda de cada disturbio son uniformes, condición que no se presenta en general. Como ejemplo, considérese la holografía de doble exposición al practicarse en objetos con absorción o reflexión no uniformes.

Según se realice la modulación $f(t)$ de la Ec. 2 continuamente o por intervalos (discretamente) se tiene la detección heterodina o la cuasi heterodina respectivamente. En el primer caso, aunque originalmente se experimentó con una modulación lineal $f(t) = \Omega t$ [7], se ha mostrado que la modulación sinusoidal de pequeña amplitud $f(t) = A_m \sin(\Omega t + \alpha)$ también ofrece buenos resultados [16]. Además, suponiendo que el error aditivo (proveniente principalmente de los aparatos electrónicos) es Gaussiano, se han propuesto valores óptimos de Ω y de A_m , siendo la amplitud no necesariamente pequeña [17,18].

En el segundo caso, la modulación puede representarse por

$$f(t) = \sum_{n=1}^N \left(\frac{f'(t)}{\Delta T_n} \right) \text{rect} \left(\frac{t - t_n}{\Delta t_n} \right), \quad (4)$$

donde N puede tomar los valores 3, 4 o 5. Cuando Δt_n es despreciable de modo que la función rect en la Ec. 4 puede sustituirse por una δ de Dirac, las intensidades correspondientes al n -ésimo corrimiento sobre un punto fijo y realizadas en tiempos cualesquiera se expresan como sigue:

$$I_n = a\{1 + m \cos(\Delta\phi + f_n)\}, \quad (5)$$

donde f_n son los valores de $f'(t)$ muestreados por $\delta(t-t_n)$. Se ve que para determinar $\Delta\phi$ se requieren, al menos, tres mediciones de la intensidad con el fin de formar un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas ($N = 3$). En general, el muestreo de fase se realiza entre 0 y 2π a intervalos iguales, lo que significa $f_n = 2\pi(n-1)/N$. Este es el caso del corrimiento de fase [12].

Si $\Delta t_n = \Delta t_m = \Delta t$ para cualesquiera n, m diferentes y además $f'(t) = 2\pi ct/T$,

siendo $\Delta t = T/N$, se tiene que durante el n -ésimo intervalo de intensidad total I_n es

$$I_n = \frac{1}{\Delta t} \int_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} dt a\{1 + m \cos(\Delta\phi + 2\pi ct/T)\}, \quad (6)$$

donde c es una constante de calibración que vale 1 en el caso de calibración ideal [5], $f'(t)$ también puede ser sinusoidal [19]. Este es el caso del paquete de integración.

2.2 Medición de la fase (caso heterodino)

Si dos detectores, denotados por A y B , se encuentran en sendos puntos sobre un interferograma, resultan dos correspondientes señales u_A y u_B , que de acuerdo a la Ec. 2, están dadas por

$$u_A \approx K_A a_A \{1 + m_A \cos(f(t) + \Delta\phi_A)\}, \quad (7.a)$$

$$u_B \approx K_B a_B \{1 + m_B \cos(f(t) + \Delta\phi_B)\}, \quad (7.b)$$

donde K_i denota una constante característica del i -ésimo detector y se han suprimido los argumentos de posición en favor de subíndices. Una vez conseguida esta transformación, la fase $\Phi = \Delta\phi_A - \Delta\phi_B$ se puede medir directamente por medios electrónicos. Para visualizar esta posibilidad, considérese la figura de Lissajous trazada por las señales eléctricas de las Ecs. (7), cuando una de ellas se conecta al canal horizontal de un osciloscopio y la otra al canal vertical. Puesto que ambas oscilaciones dependen del mismo parámetro $f(t)$, la figura debe ser en general una elipse cuyos ejes mayor y menor se determinan por las amplitudes u_i y cuya inclinación depende también de la diferencia de fase $\Delta\phi_A - \Delta\phi_B$. Aún más, el signo de la diferencia define el sentido de giro del trazo. Aunque la dependencia exacta de la diferencia de fase, hace impráctica e imprecisa su determinación a través de los trazos de Lissajous, las figuras pueden representar cierta ayuda en el monitoreo de la fase cuando se emplean métodos más precisos.

Uno de ellos se obtiene al emplear un rectificador sensible a la fase. En él, un voltaje de entrada (prueba) se multiplica con una onda cuadrada obtenida de la señal de referencia y el producto se somete al efecto de un filtro pasabaja, obteniendo un voltaje directo dependiente senoidalmente de la fase relativa (mod 2π) entre las componentes fundamentales de ambas señales. Como la fase entre la referencia y la prueba, puede variarse en una cantidad conocida, se ajusta hasta tener un máximo o un mínimo. La fase relativa entonces, se identifica con el corrimiento necesario que proporcione un máximo, mientras que un mínimo ocurre con la diferencia $\pm\pi$. Este procedimiento no facilita precisiones mejores que $2\pi/100$.

Otro método consiste en el cruce por cero, en el que se transforman inicialmente señales sinusoidales en cuadradas mediante disparadores Schmitt. La fase (módulo 2π) se determina con dos *flip-flops* en paralelo. Un reloj arranca cuando la señal de referencia alcanza determinado valor y se detiene cuando la señal de prueba cruza

ese mismo valor. El cociente del tiempo recorrido por el reloj y el periodo de la señal proporcionan la diferencia buscada. La determinación del signo se realiza por conteo de pulsos en un mismo intervalo. Dos contadores adicionales en serie con cada señal controlados por las pendientes baja/alta proporcionan valores que al restarse, proveen el número de saltos en la fase. Este método ofrece precisiones de $2\pi/1000$. El error en la fase depende inversamente de la frecuencia heterodina.

La detección heterodina se caracteriza por una alta relación señal/ruido [10], especialmente con fotomultiplicadores [20]. Puesto que el procesamiento se realiza en torno a la frecuencia heterodina, cualquier ruido (de fondo o de otra frecuencia) puede filtrarse y suprimirse. Sin embargo, una de las fuentes de error más importantes es el *speckle* del patrón, el cual contribuye al error en la fase con 0 si las franjas del patrón poseen un contraste de 1; pero aumenta rápidamente si el número de *speckles* en el área de detección es reducido ($\sim 20\text{--}200/\text{cm}^2$) para contrastes ligeramente menores de 1 [7].

De acuerdo al procedimiento que se elija para medir todos los puntos del patrón de interferencia, es que se obtiene o bien la distribución de la fase, o bien la derivada direccional de la misma. La primera posibilidad resulta al mantener un detector fijo sobre un punto del interferograma como referencia, rastreando el resto del patrón con el otro detector. El conjunto de mediciones, proporciona una muestra de la función diferencia de fase entre los frentes de onda (digamos $\Phi(x)$). La segunda posibilidad mencionada, surge al mantener constante una distancia D entre ambos detectores y de barrer con el conjunto así formado todo el patrón de franjas, de modo que la cantidad medida sea $F(x) \equiv \Phi(x) - \Phi(x + D)$. Se ve en $F(x)$ la proporcionalidad con la derivada de $\Phi(x)$ a lo largo de la dirección de barrido. Entonces, la diferencia de fase puede calcularse a partir de $F(x)$ por integración numérica. $\Phi(x)$ difiere de $\Delta\phi$ por sólo $\Delta\phi_A$.

El método del gradiente de fase, resulta ser menos sensible a pequeñas variaciones en la posición de los detectores siempre que su separación se mantenga constante. Además, la derivada local de la fase es proporcional a los esfuerzos en caso de mediciones de deformaciones locales [7].

La diferencia con la interferometría cuasi heterodina es que en esta última las diferencias de fase no se miden directamente, sino resultan calculadas, como se detalla en los ejemplos respectivos.

2.3 Moduladores

En la interferometría heterodina se requiere de un dispositivo que realice el corrimiento en la frecuencia de una de las ondas luminosas que interfieren, para obtener así la modulación de las franjas de interferencia. Se han empleado rejillas radiales giratorias, celdas acusto ópticas (de Bragg) [7], placas retardadoras giratorias ($1/4$ y $1/2$ onda en algunas variantes) [21-23], espejos montados en apilamientos piezoeléctricos [15,18] y placas divisoras de haz con velocidad constante [24]. Los transductores más empleados en la modulación lineal ($f(t) = \Omega t$) son las celdas acusto ópticas [7, 25-32] o las celdas electro-ópticas [33,34] operando con frecuencia de decenas de MHz y diferencias de frecuencias $\Omega/2\pi$ de centenas de kHz [7,25-32].

Tales frecuencias de modulación permiten incluso, el empleo de receptores y decodificadores convencionales de FM [28] o filtros para banda con anchos de banda del orden de 10 kHz junto con amplificadores de bajo ruido (a alta frecuencia los ruidos blanco y electrónico dominan al de fase mientras que a bajas ocurre lo opuesto) y medidores de fase de medición nula (sistema incluido en los amplificadores *lock-in*). Al emplear las mediciones tiempos más cortos, se reducen los errores debidos a influencias aleatorias, como las turbulencias atmosféricas. Se han propuesto diversos arreglos de celdas [32], entre las que destaca la de cascada, usada ampliamente por R. Dändliker y colaboradores [7]. La modulación mediante sistemas giratorios, se ha realizado para frecuencias $\Omega/2\pi < 1$ kHz y aparentemente, el sistema mecánico aún representa una fuente de error (origen de turbulencias [21], imprecisión y vibración).

Para la modulación sinusoidal ($f(t) = A_m \text{sen}(\Omega t)$) se reportan espejos montados en un apilamiento piezoeléctrico sujeto a un voltaje ajustable con amplitudes típicas de cientos de volts y valores de $\Omega/2\pi$ de varios cientos de Hz [18]. A pequeñas amplitudes, se tiene la ventaja de no requerir del conocimiento del valor exacto de A_m , y se cuenta con la posibilidad de llevar a cabo mediciones, empleando un solo detector cuya señal de salida es filtrada en torno a la frecuencia fundamental y los dos primeros armónicos que resultan de la expansión en serie de la Ec. (2) [35].

Aunque en interferometría cuasi heterodina se han usado moduladores electroópticos [11], es más frecuente la utilización de piezoeléctricos como transductores [19, 36-40] y mejor identificados los correspondientes algoritmos que en menor grado propagan el error introducido por ese tipo de trasducción en el cálculo de la fase [13, 15, 41].

La homogeneidad en la modulación es un requisito que crece en importancia cuando se tiene que aplicar a un haz expandido.

2.4 Detección

Mientras que en los métodos heterodinios el proceso de detección más adecuado resulta ser de tipo analógico, los cuasi heterodinios se adaptan mejor a un procesamiento digital. Esto se debe a que en interferometría heterodina deben canalizarse señales temporales continuas hacia el equipo de medición. Aunque con la modulación heterodina, se puede lograr gran precisión en las mediciones de la fase, resulta problemático obtener una recolección de datos de fase espacial significativa, debido a los requisitos de rastreo mecánico, además de consumir bastante tiempo. Al recurrir a la interferometría cuasi heterodina, en contraste, se suprimen estos dos últimos inconvenientes a costa de recibir menor precisión. De hecho, existen ya en el mercado sistemas cuasi heterodinios [37]. Los métodos heterodinios se han conservado en ambientes de laboratorio.

Con relación a los procedimientos heterodinios, los fotomultiplicadores son preferidos a los fotodiodos debido a su amplio rango dinámico y de su alta relación señal/ruido [7]. Sin embargo, los diodos deben considerarse en sistemas compactos, ya sea diodos de avalancha (como en la Ref. [26]) o asociados con amplificación de bajo ruido. La movilidad requerida por los fotomultiplicadores se consigue mediante fibras ópticas monomodales. El tamaño de la pupila del detector, se determina

en dependencia del *speckle*. Se han reportado aberturas de 0.1 mm de ancho con separaciones entre detectores de 3 mm y 5 mm, usando uno, dos o tres detectores simultáneamente [7,35].

Respecto a los métodos cuasi heterodinos, los sensores en matriz son más adecuados por su facilidad de direccionamiento (como los CCD [40] o los arreglos de diodos [11,37]). En el caso del paquete de integración usando un CCD, su período de almacenamiento de carga debe ser, naturalmente, un submúltiplo del periodo de medición T .

Debe aclararse que de acuerdo en la Ref. 42, la detección de intensidades que varían temporalmente es posible también con el auxilio de CCDs.

3. Interferometría heterodina. Ejemplos

A continuación se discuten brevemente dos ejemplos pertenecientes a la interferometría holográfica que han introducido la heterodinización.

3.1 Interferometría holográfica: modulación lineal [7]

Para el estudio de los cambios que sufre un objeto en dos tiempos diferentes, es conveniente la interferometría holográfica; una de sus técnicas más útiles es la holografía de doble exposición [5]. Aunque en esa técnica es usual utilizar el mismo haz de referencia en cada exposición, el introducir la heterodinización requiere grabar cada toma con su propia referencia. Al grabar en una misma placa fotográfica los objetos O_1 y O_2 (donde O_2 es la versión modificada de O_1 tras un determinado tiempo) empleando los haces de referencia R_1 y R_2 , respectivamente, la transmitancia en amplitud de la placa τ es

$$\tau = \tau_0 - \beta(R_1^*U_1 + R_1U_1^* + R_2^*U_2 + R_2U_2^*), \quad (8)$$

donde U_i representa los campos complejos de cada objeto y τ_0 y β son constantes características de la placa fotográfica. Tras reconstruir el holograma con ambas referencias, se observa interferencia en los términos de reconstrucción dados por los pares $R_1R_1^*U_1$, $R_2R_2^*U_2$, y $R_2R_1U_1^*$, $R_1R_2U_2^*$. Los ángulos de las referencias se eligen de modo que no ocasionen superposición con los términos de interferencia, que son los de interés. Dado que los haces de referencia son independientes, es posible introducir el corrimiento de fase en uno de ellos.

En la verificación experimental se reporta el empleo de una rejilla de difracción con franjas radiales. El orden cero de difracción ilumina al objeto y los dos primeros órdenes de difracción actúan como las referencias. Durante la grabación, la rejilla permanece sin girar y se bloquea, o bien un orden, o bien el otro para cada exposición. Tras procesar la placa, se reconstruye el holograma con ambas referencias haciendo girar la rejilla con velocidad constante, lo que produce un corrimiento constante en la fase de cada orden de difracción, valor directamente proporcional a la frecuencia angular del giro ($f'(t) = \Omega t$). Como consecuencia, el patrón de

interferencia sobre el objeto exhibe un corrimiento constante que se convierte en señal eléctrica mediante fotomultiplicadores. La rejilla giratoria se sustituyó por moduladores acustoópticos en favor de la estabilidad, la exactitud, el incremento de velocidad en la adquisición de datos y en la mayor selectividad en la frecuencia Ω . Puede medirse la función de fase $\Phi(x)$ o el gradiente $F(x)$ con un medidor de fase. Este último se realizó con un detector de referencia y otros dos, midiendo los gradientes ortogonales. Se reportan exactitudes en la medición de la fase equivalente a 0.6×10^{-3} de franja.

3.2 Modulación sinusoidal de pequeña amplitud

Cuando la modulación es sinusoidal, se tiene que la intensidad del patrón de interferencia se expresa como sigue

$$I(x, t) = a\{1 + m \cos(A_m \sin(\Omega t + \delta) + \Delta\phi)\}, \quad (9)$$

y si la amplitud es suficientemente pequeña, se puede expandir en series de Bessel hasta el tercer armónico así

$$I(x, t) = a\{1 + m\{\cos \Delta\phi(J_0(A_m) + 2J_2(A_m) \cos 2\Omega t + \dots) - \sin \Delta\phi(2J_1(A_m) \sin \Omega t + 2J_3(A_m) \sin 3\Omega t + \dots)\}\}. \quad (10)$$

Aunque a partir de este desarrollo en serie, se pueden discutir las aplicaciones del rectificador sensible a la fase en retroalimentación con el modulador, en donde el voltaje aplicado sirve también de referencia, se expone una variante menos citada en la literatura, por considerarse particularmente ilustrativa. Recogiendo la señal con un fotodetector y filtrándola en torno a Ω , 2Ω y 3Ω se consiguen tres señales u_Ω , $u_{2\Omega}$ y $u_{3\Omega}$, con cuyas amplitudes se pueden determinar las siguientes cantidades

$$\frac{\text{amplitud de } u_\Omega}{\text{amplitud de } u_{2\Omega}} = \frac{J_1(A_m)}{J_2(A_m)} \tan \Delta\phi, \quad (11)$$

$$\frac{\text{amplitud de } u_\Omega}{\text{amplitud de } u_{3\Omega}} = \frac{J_1(A_m)}{J_3(A_m)}.$$

El segundo cociente permite determinar el valor de A_m con el auxilio de tablas adecuadas. Así se calcula J_1/J_2 y, por tanto, con el primer cociente se encuentra la fase buscada [35].

Se han reportado diversas aplicaciones con sistemas interferométricos heterodinios, las que incluyen topografía y rugosidad de superficies [24,30], giroscopía [27], análisis de vibraciones [28] trasducción [26] y medición de velocidad y posición [31]. Cabe destacar el empleo de longitudes de onda sintéticas combinadas con la heterodinización, en lo que se conoce como interferometría superheterodina [29].

4. Interferometría por corrimiento de fase

Reconociendo que en la intensidad del patrón existen tres cantidades desconocidas (a , m y $\Delta\phi$), idealmente se requiere de tres intensidades para formar un sistema de ecuaciones por punto que permitan calcular la fase. Mediante la introducción de tres corrimientos perfectamente conocidos en la fase de uno de los haces, se obtienen tres interferogramas independientes, lo que significa tener tres ecuaciones con tres incógnitas y tres parámetros conocidos (las fases) por punto.

Considérese la Ec. (5) con $n = 1, 2, 3$. Si los valores de f_n son 0° , 120° y -120° se tendrá para un punto particular

$$\begin{aligned} I_1 &= a\{1 + m \cos \Delta\phi\}, \\ I_2 &= a\{1 - (m/2) \cos \Delta\phi - (m\sqrt{3}/2) \operatorname{sen} \Delta\phi\}, \\ I_3 &= a\{1 - (m/2) \cos \Delta\phi + (m\sqrt{3}/2) \operatorname{sen} \Delta\phi\}, \end{aligned} \quad (12)$$

sistema que, tras eliminar m y a , admite como solución para $\Delta\phi$

$$\tan \Delta\phi = \frac{\sqrt{3}(I_3 - I_2)}{2I_1 - I_2 - I_3}, \quad (13)$$

basta emplear la función tangente inversa para determinar $\Delta\phi$ módulo π . Nótese que se han supuesto tanto a como m constantes en un mismo punto durante las tres mediciones.

4.1 El método de los tres corrimientos. Las fórmulas de arco tangente

Al recorrer la fase en la Ec. (5) por tres valores f_n con $n = 1, 2, 3$, se puede mostrar que la fase $\Delta\phi$ módulo π está dada por

$$\tan \Delta\phi = \frac{(I_3 - I_2) \cos f_1 + (I_1 - I_3) \cos f_2 + (I_2 - I_1) \cos f_3}{(I_3 - I_2) \operatorname{sen} f_1 + (I_1 - I_3) \operatorname{sen} f_2 + (I_2 - I_1) \operatorname{sen} f_3}, \quad (14)$$

donde se verifica la Ec. (13) como un caso particular. Substituyendo $\Delta\phi$ en Ec. (5), la fase puede determinarse módulo 2π . La fase total se evalúa mediante la continuidad de la función de fase bajo la suposición de que varía en menos de π entre valores adyacentes [39].

Este procedimiento se extiende a más de tres corrimientos, con $f_n = 2\pi(n - 1)/N$, hallándose en la Ref. [43] la expresión correspondiente. En un alarde de imaginación, las fórmulas que proporcionan $\Delta\phi$ basadas en estas soluciones se conocen como de arco tangente.

El muestreo de fase requiere de un intervalo constante entre 0 y 2π debido a que es equivalente al análisis de Transformada Discreta de Fourier [44]. El método de Carré no necesariamente se hace entre 0 y 2π , aunque los intervalos deben ser

idénticos. El método de Grivenkamp no requiere de intervalos igualmente espaciados, aunque cada corrimiento de fase debe medirse [15]. El error involucrado en los métodos de intervalos diferentes se ha estudiado en la Ref. [44].

4.2 El método de los cuatro corrimientos

Existen dos problemas básicos en el método de tres corrimientos y relacionados con la exactitud de los mismos. Por una parte, se desconoce la sensibilidad del apilamiento piezoeléctrico que controla la posición del espejo con el que se producen tales corrimientos. Por otra, la respuesta del apilamiento varía a lo largo de su diámetro con lo que se puede tener una inclinación resultando en un corrimiento de fase variable a lo largo de la pupila. Estos problemas pueden superarse usando un algoritmo que evalúe implícitamente los corrimientos reales en cada punto y los utilice para calcular los valores de la diferencia de fase original entre los haces. La forma más simple de tal algoritmo, requiere de cuatro mediciones de intensidad en cada punto correspondiente a $N = 4$. Si los corrimientos se realizan a intervalos iguales de modo que se alcancen los valores -3α , $-\alpha$, α , 3α , se obtiene [14]

$$\tan^2 \alpha = \frac{3I_2 - 3I_3 - I_1 + I_4}{I_1 - I_2 - I_3 + I_4}, \tag{15}$$

$$\tan^2 \Delta\phi = \frac{(3I_2 - 3I_3 - I_1 + I_4)(I_1 + I_2 - I_3 - I_4)}{(I_1 - I_2 - I_3 + I_4)^2}, \tag{16}$$

conocidas como fórmulas de Carré. En este caso no se necesita un muestreo de 0 a 2π , aunque el intervalo debe ser aún constante [44]. El algoritmo puede disminuir el error ocasionado cuando N no es un entero [13], aunque también se pueden promediar dos mediciones en las cuales la diferencia de fase inicial entre las dos es de aproximadamente 90° [15].

4.3 El método de los cinco corrimientos

Para mediciones de superficies planas y esféricas con alta precisión, resulta deseable el empleo de ondas luminosas con amplitudes casi uniformes. Esto origina que cuando la diferencia de fase entre los haces sea cercana a $m\pi$, con m entero, los numerados y denominadores de las Ecs. (15) y (16) tiendan a cero, incrementando las incertidumbres en $\Delta\phi$ y en α . El inconveniente se evita con un algoritmo que use cinco mediciones de intensidad correspondientes a cinco corrimientos de -2α , $-\alpha$, 0 , α , 2α . Las intensidades dan lugar a la siguiente igualdad [14]

$$\frac{I_2 - I_4}{(2I_3 - I_5 - I_1)} = \frac{\text{sen } \alpha \text{ sen } \Delta\phi}{(1 - \cos 2\alpha) \cos \Delta\phi}. \tag{17}$$

Cuando $\alpha = 90^\circ$ la variación del segundo miembro de la Ec. 17 es cero y entonces

$$\tan \Delta\phi = \frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1}, \quad (18)$$

que puede usarse sin restricción. Los procedimientos convenientes de medición así como una manera de calibrar el paso de $\alpha = 90^\circ$ se encuentran en la misma Ref. [14].

4.4 Un sistema de control y procesamiento

Como un ejemplo del procesamiento de los datos en corrimiento de fase, se menciona el método descrito en la Ref. [36].

Una cámara de estado sólido para televisión (Reticón: 100×100 diodos, buena linealidad, rango dinámico $> 200 : 1$ con precisa localización de los puntos de muestreo y reloj preciso de control a la salida) envía datos a una memoria RAM con capacidad de 384 K bytes de 8 bits vía un convertidos analógico/digital de alta velocidad (8-Bit). Una microcomputadora inicia la transferencia de los datos provenientes de la cámara, reacomoda (*reset*) e inicializa la lógica de dirección, provee de las señales requeridas de control a la memoria RAM y concluye la adquisición de datos. Estos se almacenan en la memoria en bloques de 12KB-Block, cada uno corresponde a 1 cuadro en la cámara, pudiéndose almacenar hasta 32 cuadros. Una vez almacenados los datos en la memoria RAM, los bloques individuales pueden transferirse hacia el interior de la memoria propia de la microcomputadora para su procesamiento. La transferencia se realiza a 60K bytes/segundo, empleando una rutina en ensamblados. Los cálculos de la fase se realizan con corrimientos de 120° , por lo que se ejecutan tres corrimientos y, por tanto, tres correspondientes barridos en el arreglo de diodos. Durante cada uno, que dura entre 5 y 40 ms, los valores de la irradiancia se almacenan en la memoria RAM. Durante barridos sucesivos se desplaza un espejo montado en un piezoeléctrico consiguiendo los corrimientos de fase deseados. Los voltajes apropiados se aplican mediante un amplificador controlado por la microcomputadora a través de un convertidor digital/analógico. Al final de cada ciclo de medición, que emplea típicamente 150 ms, la memoria RAM contiene tres lecturas de irradiancia sobre cada punto. La evaluación de la fase se lleva a cabo mediante la correspondiente fórmula de arco tangente con 8 bits de exactitud y una lectura ante una tabla de valores con aproximación de $\pm 1\%$. Los cálculos de la fase con este procedimiento toman 10 segundos y los resultados indican un error de 2° .

5. Interferometría por paquete de integración

Con el propósito de reducir el tiempo empleado en el corrimiento de fase por pasos para la adquisición de datos, es que se ha sugerido el empleo de un desplazamiento lineal continuo de fase durante un intervalo T dentro del que se realizan N mediciones de intensidad a lo largo de intervalos $\Delta t = T/N$.

5.1 Ecuaciones básicas

La intensidad registrada durante el n -ésimo intervalo Δt_n está expresada por la Ec. (6) en el caso de un corrimiento de fase en forma de rampa. Cuando se incluye un término cuadrático para representar no linealidades del espejo de referencia del tipo

$$f'(t) = \phi_0 + 2\pi ct/T + 2\pi dt^2/T^2 \tag{19}$$

donde ϕ_0 es la fase inicial, c es la constante de calibración y d describe la no linealidad, la intensidad resulta ser

$$I_n = \frac{1}{\Delta t} \int_{(n-1)\Delta t}^{n\Delta t} dt a(1 + m \cos(\phi_0 + 2\pi ct/T + 2\pi dt^2/T^2)) \tag{20}$$

expresión que puede calcularse empleando las integrales de Fresnel o bien, si $d \ll 1$, sus expresiones asintóticas [15]. Cuando $f'(t)$ es sinusoidal, las intensidades involucran a las funciones de Bessel [41]. Las fases se calculan con las fórmulas de arco tangente o las de Carré empleando los N valores de intensidad.

5.2 Caso de cuatro iteraciones con corrimiento lineal

Para el caso de cuatro iteraciones se puede usar la fórmula de arco tangente

$$\Delta\phi = \tan^{-1} \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}$$

Sustituyendo en esta fórmula los valores de intensidad a que da lugar la integral de la Ec. (20), se obtiene una fase $\Delta\phi$ que difiere de la inicial ϕ_0 . Variando el valor inicial ϕ_0 entre 0° y 360° se obtiene el error $\Delta\phi - \phi_0$. Dicho error tiene características periódicas con frecuencia doble de las franjas de interferencia [15]. Por ello, puede reducirse promediando dos resultados que tengan una diferencia de fase de aproximadamente 90° . Esto implica trabajar con dos conjuntos de cuatro mediciones de intensidad cada uno y tales que la fase inicial del primer conjunto difiera en 90° de la fase inicial correspondiente al segundo. La técnica del promedio es válida tanto para las fórmulas de arco tangente como para las de Carré cuando la no linealidad está presente. Esto no ocurre para el caso de $N = 3$. Con $N = 4$, la técnica del promedio de dos grupos de mediciones con las fórmulas de arco tangente puede arrojar un error tan pequeño como el de las de Carré sin promediar. Sin embargo, si el coeficiente lineal c se ajusta apropiadamente para compensar el término cuadrático, el error obtenido con las de arco tangente puede ser menor que el obtenido con las de Carré. Por eso resulta de interés la determinación del coeficiente cuadrático [15]. Se han descrito técnicas experimentales para caracterizar el rendimiento de los piezoeléctricos para estas aplicaciones [43]. Desde el punto de vista del error, los métodos de corrimiento de fase y de paquete de integración no presentan una diferencia significativa [15].

Una revisión de los errores de cálculo a que conducen los diversos algoritmos, se puede hallar en la Ref. [45]. Un análisis de los errores provenientes de reflexiones múltiples se halla en la Ref. [46] mientras que la influencia debida a factores externos tales como turbulencia atmosférica, gradientes térmicos, relajación mecánica, tensiones mecánicas y vibraciones, así como errores de referencia, franjas parásitas, ruido en la detección y alinealidades y algunas limitaciones se analizan en las Refs. [16,47].

6. Interferometría heterodina con conjugación de fase: el caso de los cristales fotorrefractivos de la familia de los silenidos

La conjugación de fase ofrece la posibilidad de medir diferencias de fase incrementadas en un factor de dos cuando dicha técnica se incorpora a un interferómetro [6]. Una de las técnicas que hacen posible la generación de ondas conjugadas, es la mezcla paramétrica de cuatro ondas, basada en la susceptibilidad cúbica de un material alineal. En esta técnica, cuatro ondas interactúan por mediación de la susceptibilidad cúbica de modo que si las amplitudes complejas de dos de ellas mantienen una mutua relación descrita por una conjugación de fase, las amplitudes respectivas de las dos restantes guardan entre sí una relación semejante. Ajustando dos ondas (ondas de bombeo) de modo que tengan una relación como la mencionada (por ejemplo, dos ondas planas encontrándose en el material frente a frente tras propagarse en direcciones opuestas), la incorporación de una tercera (señal), de amplitud arbitraria, generará en el material una cuarta onda cuya amplitud compleja será su conjugada compleja. Entre las propiedades de las cuatro ondas, se encuentra la condición de ajuste frecuencial, que relaciona la frecuencia de la onda generada con la de las otras tres. Cuando las cuatro frecuencias son iguales, se habla de una *mezcla generada*. Si la frecuencia de la señal difiere un poco de las de bombeo, la frecuencia de la onda conjugada experimentará un corrimiento, en un proceso conocido como *mezcla casi-degenerada* de cuatro ondas [48]. Este corrimiento de frecuencia en la onda conjugada, puede emplearse como modulación temporal de un patrón de interferencia.

De entre los materiales alineales aptos para la generación de ondas conjugadas, los cristales fotorrefractivos son particularmente sensibles de modo que pueden realizarse mezclas de cuatro ondas empleando intensidades del orden de mW/cm^2 , lo cual los hace particularmente adaptables a la interferometría.

El efecto fotorrefractivo señala los cambios de índice de refracción inducidos en un material por luz. Estos cambios son originados por fotocorrientes, las cuales tienen en general tres tipos de contribuciones: la difusión, el arrastre y el efecto fotovoltaico. Los portadores de carga fotoinducidos son estimulados por luz de la adecuada longitud de onda para luego ser atrapados en otras regiones, dejando a tras de sí donadores ionizados. Este proceso de estimulación y atrape se repite hasta que los portadores de carga quedan lejos de las regiones iluminadas. La distribución resultante de carga, origina un campo eléctrico que modula al índice de refracción a través del efecto electro-óptico (efecto de Pockels). Con una iluminación uniforme se restituye el cristal a su estado original, pudiéndose repetir el proceso.

Los cristales de la familia de los silénidos (que incluye a Bi_{12} (Ge, Si, Ti) O_{20} , o abreviadamente BFO, BSO y BTO respectivamente) son relativamente fáciles de crecer con homogeneidad suficiente y requieren de bajas intensidades tanto para la grabación de rejillas de índice refractivo que posean considerable eficiencia difractiva como para la realización de mezclas de cuatro ondas. Sin embargo, el hecho de que las fotocorrientes de estos materiales en particular, se vean dominadas por el arrastre de un campo eléctrico externo, origina que la separación entre máximos de la rejilla inducida en el material y de la de intensidades no sea la óptima de un cuarto de período, como lo exige la teoría de acoplamiento de energía entre dos haces interaccionando en un material no lineal. Esto hace que la interacción de las ondas en el material no sea la óptima. Por ello se ha desarrollado una técnica que ajusta artificialmente esta relación de fase espacial mediante la introducción de un corrimiento frecuencial en una de las ondas que produce la interferencia, esto es, mediante un patrón de interferencia en traslación. Esta técnica de la rejilla móvil se aplica para la optimización del rendimiento de los cristales de la familia de los silénidos y en la práctica se lleva a cabo recurriendo a un espejo piezoelectrico sujeto a un voltaje diente de sierra, en forma por demás similar a las técnicas heterodinas y cuasi-heterodinas. El corrimiento de fase que produce una respuesta más intensa del cristal, repercute en la fase de la onda conjugada como puede observarse haciéndola interferir, por ejemplo, en un interferómetro de Michelson.

Lo anterior sugiere la posibilidad de un método heterodino en el cual se utilice un cristal de esta familia que sustituya a uno de los espejos convencionales del interferómetro, y actúe como un espejo conjugador de fase optimizado con el método de la rejilla móvil. De hecho, se han realizado observaciones colocando dos detectores en un patrón de interferencia a la salida de un interferómetro con las características descritas. Cuando las señales de cada detector se envían a un osciloscopio de manera que controlen respectivamente los desplazamientos vertical y horizontal del haz, se registran elipses cuya inclinación y sentido de giro cambia con la posición de uno de los detectores sobre el patrón de franjas [49]. Una alternativa de medición sería con un arreglo matricial de detectores en una detección propia del método del paquete de integración.

Por otra parte, el principio puede extenderse a cualquier material no lineal adecuado para realizar una mezcla casi-degenerada de cuatro ondas.

Conclusiones

Las técnicas heterodina y cuasiheterodina introducidas en la óptica permiten superar los problemas que han mantenido la precisión y confiabilidad de la interferometría convencional dentro de márgenes relativamente estrechos. Aunque conceptualmente ambas técnicas no difieren significativamente, en la práctica se diferencian principalmente por el método de detección y el procesamiento de datos que implican. A pesar de que la primera técnica representa una gran precisión (1/1000 de franja), su proceso de detección, proclive a la electrónica analógica, presenta algunos inconvenientes prácticos que no ocurren con la segunda, la cual acarrea menor precisión

(1/100 de franja), aunque ofrece la flexibilidad del procesamiento digital. Estas tendencias no son, por otro lado, muy estrictas. Dado que la modulación determina el rendimiento del procedimiento de medición, el elemento clave lo constituye el modulador de fase, quien debe ser flexible. Además, un conocimiento adecuado de su comportamiento resulta necesario para la determinación de la mejor estrategia de cálculo. Los espejos planos montados en apilamientos piezoeléctricos sujetos a voltajes ajustables han mostrado ser convenientes en una amplia variedad de aplicaciones de ambas técnicas. La automatización de las técnicas heterodinas incorporando un detector CCD parece presentar posibilidades no totalmente agotadas. La conjugación de fase realizada con mezcla cuasi-degenerada de cuatro ondas, ofrece la posibilidad de efectuar la modulación, al tiempo que agrega algunas ventajas tales como el realce de las diferencias de fase en un factor de dos [6]. Las técnicas para incrementar la relación señal/ruido tales como los de "luz comprimida" (*squeezed light*) jugarán un papel determinante en la siguiente generación de interferómetros de alta precisión.

Agradecimientos

Quiero reconocer las discusiones con Heinz-Günter Walther y con Bern Harnisch respecto a la medición de fase con amplificadores *lock-in*. Agradezco los útiles comentarios de José Rufino Díaz Uribe y las atinadas observaciones de Alberto Cordero Dávila (así como sus "correcciones" ortográficas). Las esclarecedoras sugerencias de Alejandro Cornejo Rodríguez han sido de gran valor. De igual manera, agradezco las aclaraciones de Rodolfo Porras Sánchez en relación al método de cruce por cero. La figura la realizó José F. Vázquez Castillo.

Nota añadida durante las pruebas: Un mejoramiento importante, dentro de los métodos cuasiheterodinos, lo constituye la incorporación de una referencia adicional plana situada cerca del objeto de prueba. (En la Fig. 1, sería un espejo plano colocado junto al espejo de prueba.) Su propósito es producir un patrón de interferencia adicional que permite evaluar el corrimiento efectivo de la fase (originado por el transductor) al tiempo en que se leen los datos del interferograma principal. Véase G. Lai y T. Yatagai, "Generalized phase-shifting interferometry", *J.O.S.A.* **8**, No. 5, 822-827 (1991).

Referencias

1. M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Fifth edition, Pergamon Press (1975).
2. P.R. Griffiths, J.A. de Haseth, "Fourier Transform infrared spectroscopy", en: *Chemical Analysis Series*, Vol. 83, John Wiley & Sons, New York, p. 647 (1986).
3. A. Yariv, "Lichtleiteroptik", en *Spektrum der Wissenschaft* **3** (1979).
4. P. Hariharan, "Interferometry with lasers", en: *Progress in Optics*, Vol. XXIV, ed. Emil Wolf, North-Holland, Amsterdam (1987).
5. J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill Book Co. (1968).

6. M.D. Ewbank, M. Koshnevisan, P. Yeh, "Phase-conjugate interferometry", *SPIE*, Vol. 464, Solid State Optical Control Devices, (1984).
7. R. Dändliker, "Heterodyne Holographic Interferometry", *Progress in Optics*, Vol. XVII, North-Holland, (1980).
8. M. Takeda, "Spatial-carrier fringe-pattern analysis and its applications to precision interferometry and profilometry: an overview", *Industrial Metrology* 1, Elsevier, (1990).
9. J.W. Wagner, "Heterodyne holographic interferometry for high resolution 3-D sensing", preprint, The Johns Hopkins University, Center for Nondestructive Evaluation, Maryland Hall 102, 34th and Charles Streets, Baltimore, Maryland 21218, USA.
10. S.F. Jacobs, "Optical heterodyne (coherent) detection", *Am. J. of Phys.* 56 (1988).
11. P. Hariharan, B.F. Oreb, N. Brown, "A digital phase-measurement system for real-time holographic interferometry", *Opt. Commun.* 41 (1982).
12. J.H. Bruning, D.H. Herriott, J.E. Gallagher, D.P. Rosenfeld, A.D. White, D.J. Brangaccio, "Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses", *Appl. Opt.* 13 (1974) 2693.
13. Y.Y. Cheng, J.C. Wyant, "Phase shifter calibration in phase-shifting interferometry", *Appl. Opt.* 24 (1985) 3049.
14. P. Hariharan, B.F. Oreb, T. Eiju, "Digital phase-shifting interferometry: a simple error compensating phase calculation algorithm", *Appl. Opt.* 26 (1987).
15. C. Ai, "Phase measurement accuracy limitation in phase shifting interferometry", Ph.D. Dissertation, The University of Arizona, Optical Sciences Center, Tucson, Arizona 85721, USA, (1987).
16. J. Schwieder, "Advanced evaluation techniques in interferometry", *Progress in Optics*, Vol. XXVIII, ed. Emil Wolf, Elsevier Science Pub., New York, (1990).
17. O. Sasaki, H. Okazaki, "Analysis of measurement accuracy in sinusoidal phase modulating interferometry", *Appl. Opt.* 25 (1986).
18. O. Sasaki, H. Okazaki, "Sinusoidal phase modulating interferometry for surface profile measurement", *Appl. Opt.* 25 (1986).
19. O. Sasaki, H. Okazaki, "Sinusoidal phase modulating interferometer using the integrating-bucket method", *Appl. Opt.* 26 (1987).
20. T. Jenkins, *Optical sensing techniques and signal processing*, Prentice-Hall, New York (1987).
21. G.E. Sommargren, "Up/down frequency shifter for heterodyne interferometry", *J.O.S.A.* 65, No. 8, Aug. 1975.
22. J.P. Huignard, J.P. Herriau, "Frequency shifters for photorefractive crystals", *Appl. Opt.* 24 (1985).
23. T. Bonkhofer, D. Kühlke, D. von der Linde, "Measurement of the phase dispersion of optical components by heterodyne interferometry", *Opt. Commun.* 65 (1988) 1.
24. B. Brushan, J.C. Wyant, C.L. Koliopoulos, "Measurement of surface topography of magnetic tapes by Mirau interferometry", *Appl. Opt.* 20 (1981) 610.
25. R. Thalmann, R. Dändliker, "Strain measurement by heterodyne holographic interferometry", *Appl. Opt.* 26, No. 10 (1987).
26. J.P. Waters, "A stable heterodyne interferometric transducer", *SPIE* 746, Industrial Laser Interferometry (1987).
27. Y. Imai, H. Koseki, Y. Ohtsuka, "Heterodyne fiber-optic gyroscope using orthogonally polarized two-frequency beams", *Appl. Opt.* 26, No. 15 (1987).
28. J.F. Willemin, R. Dändliker, "Heterodyne interferometer for submicroscopic vibration measurements in the inner ear", *J. Acoust. Soc. Am.* 83, No. 2 (1988).
29. R. Dändliker, R. Thalmann, D. Prongué, "Two-wavelength laser interferometry using superheterodyne detection", *Opt. Lett.* 13 (1988) 339.
30. D. Pantzer, J. Politch, L. Ek, "Heterodyne interferometer for surface profile measure-

- ments in the angstrom region", *SPIE* **656**, Contemporary Optical Instrument Design, Fabrication and Testing (1986).
31. H. Selbach, A. Lewin, *Laser-Interferometrie Zur Positions- und Schwingungsmessung*, Feinwerktechnik & Messtechnik, Heft 1-2, Januar-Februar 1988.
 32. B. Cretin, W. X. Xie, S. Wang, D. Hauden, "Heterodyne interferometers: practical limitations and improvements", *Opt. Commun.* **65**, No. 3 (1988).
 33. J.M. Wagner, "Heterodyne holography for visualisation or surface acoustic waves", *Nondestructive Testing Commun.* **2** (1985) 77.
 34. D. Eberhard*, E. Voges, "Fiber optic interferometer with digital heterodyne detection using lithiumniobate devices", preprint, OFS'88, Universität Dortmund, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, D-4600 Dortmund 50, RFG. *Fraunhofer-Institut für Physikalische Meßtechnik, D-7800 Freiburg, FRG.
 35. B. Harnisch, "Das Phasenmeßverfahren mit sinusformiger Phasenmodulation und seine Anwendung in der holografisch-interferometrischen Verschiebungs und Deformationsmessung", Ph.D. Dissertation Friedrich Schiller University of Jena, Max-Wien-Platz 1, 6900 Jena, FRG, 1985.
 36. P. Hariharan, B.F. Oreb, N. Brown, "Real-time holographic interferometry: a micro-computer system for the measurement of vector displacements", *Appl. Opt.* **22**, No. 6 (1983).
 37. B.E. Truax, "Programmable interferometry", preprint, SPIE International Symposium on Optical and Optoelectronic Applied Sciences and Engineering, 17-22 Aug. 1986, San Diego, California.
 38. P. Langenbeck, *Automatische computerstützte Interferometrie (ACAI)*, Feinwerktechnik & Messtechnik, Heft 1-2 Januar-Februar 1988.
 39. R. Thalmann, R. Dändliker, "High resolution video-processing for holographic interferometry applied to contouring and measuring deformations", *SPIE* **492**, ECOOSA '84 (1984).
 40. R. Dändliker, R. Thalmann, "Holographic contouring using electronic phase measurement", *Opt. Engineer.* **24**, No. 6 (1985).
 41. C. Ai, J.C. Wyant, "Effect of piezoelectric transducer nonlinearity on phase shift interferometry", *Appl. Opt.* **26**, No. 6 (1987).
 42. O. Sasaki, H. Okasaki, "Detection of time-varying intensity distribution with CCD image sensors", *Appl. Opt.* **24**, No. 14 (1985).
 43. K. Kinnstaetter, A.W. Lohmann, J. Schwider, N. Strebi, "Accuracy of phase shifting interferometry", *Appl. Opt.* **27**, No. 24 (1988).
 44. N. Ohyama, S. Kinoshita, A. Cornejo-Rodríguez, T. Honda, J. Tsujiuchi, "Accuracy of phase determination with unequal reference phase shift", *J.O.S.A.* **A5**, No. 12 (1988).
 45. P. Hariharan, "Digital phase-stepping interferometry: effects of multiply reflected beams", *Appl. Opt.* **26**, No. 13 (1987).
 46. Katherine Creath, *Phase-measurement interferometry techniques*, Progress in Optics, vol. XXVI, ed. Emil Wolf, Elsevier Science Pub., New York (1988).
 47. J. Schwieder, R. Burow, K. E. Elssner, J. Grzanna, R. Spolaczyk, K. Merkel, "Digital wave-front measuring interferometry: some systematic errors sources", *Appl. Opt.* **22**, No. 21 (1983).
 48. D. Pepper, "Nonlinear optical phase conjugation", in: *Laser Handbook*, Vol. 4, ed. M.L. Stitch, M. Bass, Elsevier Science (1985).
 49. G. Rodríguez, A. Erdmann, R. Kowarschik, "Interferometric effects with BGO-crystals", *Interferometry 89, 100 years after Michelson, state-of-the-art and applications*, Conferencia en Varsovia (1989).

Abstract. Along this work, phase modulation techniques in interferometry are considered as belonging to one of two main classes: heterodyne and quasi-heterodyne interferometry. Such techniques are of considerable interest, because they offer phase determination within $2\pi/1000$ or $2\pi/100$ respectively. The basic ideas of the methods are reviewed and some examples are also discussed.