

УДК: 534.854

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ГЕТЕРОДИННЫМ МЕТОДОМ

А.А. Титов, доцент

В.К. Гарипов, профессор

М.А. Костромин, ст. преподаватель

Московский технологический университет (МГУПИ), Москва, 119454 Россия

Автор для переписки, e-mail: garvad11@gmail.com

В статье рассмотрены вопросы измерения перемещения объектов гетеродинным методом. Установлено, что интерференционные методы обладают наивысшей точностью измерений. Определено, что большинство указанных методов основано на подсчете числа интерференционных полос при смещении объекта, что не позволяет разрешать неоднозначность в положении объекта, а интерференционные методы, основанные на сдвиге частот интерферирующих пучков (гетеродинная интерферометрия) используются для абсолютных измерений положения объекта. Показано, что при реализации этих методов необходимы двухчастотные лазеры, достаточно сложные оптические и электронные системы, что значительно затрудняет их применение в измерительных устройствах. Предложен метод разрешения неоднозначности в определении положения объекта, в котором период интерференционной картины может быть равен диапазону измерения, позволяющий устранить указанные недостатки.

Ключевые слова: измерение, линейные перемещения, объекты, гетеродинный метод, интерференционные методы, двухчастотный лазер, акустооптический модулятор пучков.

MEASUREMENT OF MOVEMENT OF OBJECTS BY THE HETERODYNE METHOD

A. A. Titov,

V. K. Garipov,

M. A. Kostromin

Moscow Technological University (MGUPI), Moscow, 119454 Russia

Corresponding author e-mail: garvad11@gmail.com

In this paper the issues of object movements measurement by the heterodyne method have been considered. It has been shown that nowadays in order to measure linear movements various kinds of methods are used. It has been found that interferential methods have the highest accuracy of measurements. It also has been defined that the majority of these methods is based on calculating the number of interferential fringes when objects shift, that does not allow to resolve ambiguity in the object location; and the interferential methods realization based on the frequency shift of interfering beams (heterodyne interferometry) are used for the absolute measurements of the object's location. It has been demonstrated that when realizing these methods two-frequency lasers are required. As they are rather difficult optical and electronic systems, they hinder their application in measuring devices. The non-ambiguity resolution method in the definition of the object easurement range, allowing elimination of the drawbacks specified, has been offered.

Keywords: measurement, linear movements, objects, heterodyne method, interferential methods, two-frequency laser, acousto-optical modulator of beams.

Введение

В настоящее время для измерения линейных перемещений используются различные методы. Среди них интерференционные методы обладают наивысшей точностью измерений. Однако большинство этих методов основано на подсчете числа интерференционных полос при смещении объекта, что не позволяет разрешать неоднозначность в положении объекта. Интерференционные методы, основанные на сдвиге частот интерферирующих пучков (гетеродинная интерферометрия), используются для абсолютных измерений положения объекта [1–4]. Однако при реализации этих методов необходимы двухчастотные лазеры, достаточно сложные оптические и электронные системы, что значительно затрудняет их применение в измерительных устройствах. Для устранения указанных недостатков предложен метод разрешения неоднозначности в определении положения объекта, в котором период интерференционной картины может быть равен диапазону измерения.

Постановка задачи и ее решение

Нами предложен метод, основанный на интерференции двух дифрагированных на акустооптическом модуляторе пучков, на который подаются напряжения двух близко расположенных частот [5]. Устройство для реализации метода приведено на рис. 1. Оно содержит источник излучения 1, в который входит лазер и коллиматор, акустооптический модулятор 2, генераторы высоких частот 3, 4, сумматор 5, фазовый детектор 6, фазометр 7 и фотоприемник 8. Источник 1 освещает акустооптический модулятор (АОМ) 2 плоским волновым фронтом.

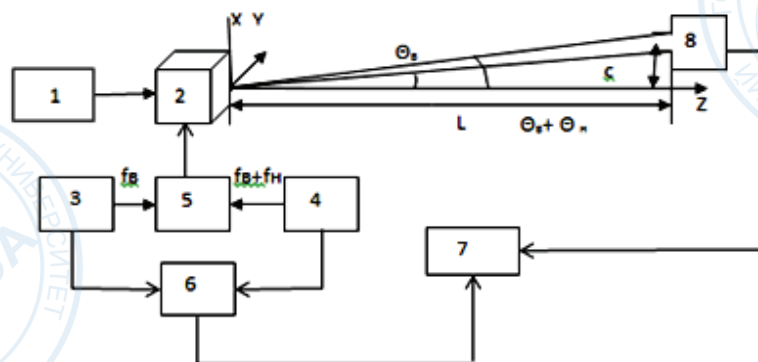


Рис. 1. Схема устройства для измерения продольных и поперечных перемещений объекта.

Совместим плоскость XOY системы координат с выходной плоскостью АОМ, ось Z с направлением распространения падающего пучка света, а начало координат расположим в центре пучка. От генераторов 3 и 4 через сумматор 5 на АОМ 2 подаются два гармонических сигнала с частотами f_0 и $f_0 + f_n$, где f_0 и $f_0 + f_n$ – частоты сигналов на выходах генераторов 3 и 4, соответственно. При этом частота $f_0 \gg f_n$. Пучок света будет дифрагировать на двух бегущих в АОМ ультразвуковых волнах в плоскости XOZ . Так как углы между дифрагированными пучками малы, пучки будут интерферировать между собой. При перемещении фотоприемника 8 будет меняться фаза сигнала. Для измерения фазы сигнал с фотоприемника 8 подается на первый вход фазометра 7, на второй вход которого подается опорный сигнал с фазового детектора 6, который выделяет разностную частоту f_n генераторов 3 и 4. Фазометр 7 измеряет фазу сигнала, пропорциональную поперечным и продольным перемещениям.

Оценим возможности данного метода, для чего ограничимся рассмотрением дифрагированных пучков плюс первого порядка, так как остальные пучки могут быть отфильтрованы щелью фотоприемника. Тогда амплитуды дифрагированных пучков на выходе АОМ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= A_0 \exp i \left[(\omega_{св} + \omega_{\theta}) t + k z \cos \theta_{\theta} + k x \sin \theta_{\theta} \right]; \\
 A_2 &= A_0 \exp i \left[(\omega_{св} + \omega_{\theta} + \omega_{\theta}) t + k z \cos (\theta_{\theta} + \theta_{\theta}) + k x \sin (\theta_{\theta} + \theta_{\theta}) \right],
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

здесь $k = 2 \pi n_{\theta} / \lambda$ – волновое число;

λ – длина волны света в вакууме;

$\theta_{\theta} = \lambda f_{\theta} / v_{зв} n_{\theta}$, $\theta_{\theta} = \lambda f_{\theta} / v_{зв} n_{\theta}$ – углы дифракции света;

n_{θ} – показатель преломления воздуха;

$v_{зв}$ – скорость звука в АОМ;

A_0 – амплитуда дифрагированного пучка;

$\omega_{св}$ – частота света.

Положим, что фотоприемник 8 расположен на расстоянии $z = L$ от АОМ 2 и смещен в поперечном направлении на $x = c$, углы дифракции θ_{θ} и θ_{θ} малы, а дифрагированные пучки интерферируют в плоскости фотоприемника. Тогда с учетом изложенного можно получить выражения для сигнала на выходе фотоприемника 8, в котором учтен только интерференционный член:

$$\begin{aligned}
 U &= A_0^2 S_{\Phi\Pi} l_{\text{щ}} \int_{c - \frac{l_{\text{щ}}}{2}}^{c + \frac{l_{\text{щ}}}{2}} \left[\exp i (\omega_{св} + \omega_{\theta}) t + k L \cos \theta_{\theta} + k x \sin \theta_{\theta} \right] + \\
 &+ \exp i \left[(\omega_{св} + \omega_{\theta}) t + k L \cos (\theta_{\theta} + \theta_{\theta}) + k x \sin (\theta_{\theta} + \theta_{\theta}) \right] dx = \\
 &= A_0^2 S_{\Phi\Pi} S_{\text{щ}} \sin c \left[k l_{\text{щ}} \sin \frac{\theta_{\theta}}{2} \cos \left(\theta_{\theta} + \frac{\theta_{\theta}}{2} \right) \right] \cos \left[\omega_{\theta} t + 2 k L \sin \left(\theta_{\theta} + \frac{\theta_{\theta}}{2} \right) \sin \frac{\theta_{\theta}}{2} - \right. \\
 &\left. - 2 k c \sin \frac{\theta_{\theta}}{2} \cos \left(\theta_{\theta} + \frac{\theta_{\theta}}{2} \right) \right] \approx A_0^2 S_{\Phi\Pi} S_{\text{щ}} \sin c \left(\frac{k l_{\text{щ}}}{2} \theta_{\theta} \right) \cos (\omega_{\theta} t - \varphi).
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

здесь $\varphi = \frac{2 \pi c}{\Lambda_{\theta}} - \frac{2 \pi c \theta_{\theta} L}{\Lambda_{\theta}}$ – фаза сигнала;

$\Lambda_{\theta} = \frac{v_{зв} n_{\theta}}{f_{\theta}}$ – период интерференционной картины;

$S_{\text{щ}} = l_{\text{щ}x} l_{\text{щ}y}$ – размеры щели фотоприемника по координатам x и y ;

$S_{\Phi\Pi}$ – чувствительность фотоприемника.

Фазометр 7 измеряет фазу φ , которая пропорциональна поперечному c и продольному L положению фотоприемника 8. Период интерференционной картины можно менять посредством перестройки частоты генератора 3 или 4. Оценим диапазон и точность измерения устройства. При оценке диапазона измерения продольного положения необходимо определить, какой максимальный угол $\theta_{\theta, \max}$ между интерферирующими пучками можно допустить, чтобы происходила интерференция в пределах измерения расстояния L . Это можно найти из следующих двух условий [6, 7]:

1. Выберем ширину области интерференции по координате x не менее половины ширины пучка d_{θ} . Тогда, используя рис. 1, получим:

$$\theta_{\theta, \max} \leq d_{\theta} / 2 L.
 \tag{3}$$

2. Анализируя функцию $\text{sinc}(k l_{\text{щ}x} / 2) \theta_{\theta}$, выберем входящие в нее параметры так, чтобы

$$\sin c \left| \frac{kl_{\text{уд}}}{2} \Theta_H \right| \geq 0,7.$$

Отсюда найдем

$$k(l_{\text{уд}}/2) \theta_{H \max} \leq \pi/2. \quad (4)$$

Учитывая выражения (3) и (4), получим:

$$L_{\max} \leq l_{\text{уд}} d_n / \lambda. \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что для увеличения $L_{\max}$ нужно увеличивать диаметр дифрагированного пучка. Это можно сделать, если освещающий АОМ коллимированный лазерный пучок будет иметь некоторую расходимость. Тогда выражение (5) можно преобразовать к виду:

$$L_{\max} \leq \frac{l_{\text{уд}} d_0}{\lambda \left(1 - \alpha \frac{l_{\text{уд}}}{\lambda} \right)}. \quad (6)$$

Здесь d_0 – размер пучка на выходе АОМ 2. При этом, как показано в [3], условия согласования волновых фронтов не нарушаются. Для разрешения неоднозначности в измерении продольных и поперечных координат объекта минимальные частоты нужно выбрать из условия

$$[8]: \varphi = \frac{2\pi c \theta_{\text{в}} L_{\max}}{\Lambda_n} = 2\pi \text{ при } c = 0, \quad \varphi = \frac{2\pi c_{\max}}{\Lambda_n} = 2\pi \text{ при } L = 0.$$

Тогда из этих двух выражений получим:

$$(f_{n \min})_{\text{прод}} = \frac{v_{36}^2 n_B}{c_{\max}}; \quad (f_{n \min})_{\text{поп}} = \frac{v_{36} n_{\text{в}}}{c_{\max}}. \quad (7)$$

Определим максимально возможную частоту $f_{n \max}$ при проведении точных измерений продольных и поперечных координат объекта.

С учетом выражений (2), (3) и (5) получим:

$$f_{n \max} \leq v_{36} n_{\text{в}} / 2l_{\text{уд}}. \quad (8)$$

Оценим точность измерений. При этом возможны два режима измерения: грубый (для разрешения неоднозначности) и точный. Частоту f_n можно выбрать для соответствующего режима из (7) или (8). Рассмотрим сначала точный режим измерений. Выразим из (2) L и c при $f_{n \max}$.

$$L = \frac{v_{36}^2 n_{\text{в}} \varphi}{2\pi \lambda f_{H \max} f_B} \text{ при } c = 0, \quad c = \frac{\varphi v_{36} n_{\text{в}}}{2\pi f_{H \max}} \text{ при } L = 0. \quad (9)$$

Для нахождения влияния ошибок от каждого параметра на точность измерения воспользуемся известным методом дифференцирования передаточной функции по параметрам, имеющим ошибки. Параметры, входящие в выражения (8), являются независимыми и изменяются случайным образом. Поэтому ошибку измерения будем находить как случайную [9]

$$\Delta L = \sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial P_i} \right)^2 (\Delta P_i)^2} \quad \Delta C = \sqrt{\left(\frac{\partial C}{\partial P_i} \right)^2 (\Delta P_i)^2} \quad (10)$$

здесь $\frac{\partial L}{\partial P_i}$ и $\frac{\partial C}{\partial P_i}$ – коэффициенты влияния ошибок;

P_i – один из входящих в выражение (10) параметров.

Оценим входящие в выражения (10) погрешности отдельных параметров. Для современных фазометров погрешность измерения фазы не превосходит 1° , т.е. $\Delta\varphi = 1^\circ$. Относительная погрешность изменения длины волны $\Delta\lambda/\lambda = (2 \div 6) \cdot 10^{-7}$, показатель преломления воздуха $\Delta n_{\text{в}} = 10^{-7} \div 10^{-6}$, относительная погрешность изменения частоты генераторов $\Delta f/f = 10^{-4}$. Погрешность от изменения скорости звука в модуляторе можно найти если воспользоваться выражением для скорости звука из [10]:

$$v_{\text{зв}} = [n_0 + \beta(t - 20^\circ)]^2 \sqrt{\frac{p^2}{\rho}}. \quad (11)$$

Здесь n_0 – показатель преломления среды модулятора при $t = 20^\circ\text{C}$;

m – коэффициент акустооптической эффективности;

ρ – плотность среды;

p – упругооптическая постоянная;

β – приращение показателя преломления.

Из выражения (11) видно, что на скорость звука основное влияние оказывает изменение температуры среды. Дифференцируя по t и находя из полученного выражения ошибку Δv , можно получить:

$$\Delta v_{\text{зв}} = \frac{2\beta\Delta t}{n_0} v_{\text{зв}} \bigg|_{t=20^\circ} \quad (12)$$

Полагая $\beta = 2 \cdot 10^{-6}$, $v_{\text{зв}} = 4 \cdot 10^6$ мм/с и $\Delta t = 40^\circ\text{C}$, $n_0 = 2$, из (12) имеем $\Delta v_{\text{зв}} = 320$ мм/с.

Аналогично определены коэффициенты влияния ошибок для приведенных выше значений параметров и их ошибок. Результаты расчетов сведены в табл. 1.

Как можно видеть из табл. 1, наибольшее значение на точность измерений оказывает погрешность, вносимая фазометром 7. Влияние остальных погрешностей незначительно. Таким образом, предложенный метод позволяет производить абсолютные измерения перемещений объекта. Однако точность рассмотренного метода недостаточно высока, поскольку период полученной интерференционной картины достаточно большой (единицы миллиметра).

С целью повышения точности путем уменьшения периода этой картины предложено использовать дифрагированные на акустооптическом модуляторе (АОМ) пучки первого и нулевого порядков, с помощью которых линза строит изображение созданной в АОМ дифракционной решетки. Передвигая линзу вдоль оптической оси, можно менять увеличение и тем самым период картины. Схема измерения перемещений приведена на рис. 2, где показаны только центральные лучи пучков. Будем считать лазерный пучок гомоцентрическим, апертуры АОМ и линзы много больше диаметров пучков, падающих на эти элементы.

На АОМ подается напряжение одной частоты, на фотоприемнике интерферируют пучки нулевого и первого порядков, последний располагается в плоскости изображения, положение которой удовлетворяет формуле отрезков [11].

$$1/d_2 - 1/d_1 = 1/f', \quad (13)$$

здесь f' – фокусное расстояние линзы;

d_1 и d_2 – расстояние между элементами схемы, согласно рис. 2.

Применяя к пучкам преобразование Френеля, при условии $L \gg d_1$ и соблюдения условия

Таблица 1. Результаты расчетов коэффициентов влияния ошибок

Параметр	Коэффициенты влияния ошибок и их значения		Ошибки	
	Продольная координата	Поперечная координата	Продольная координата	Поперечная координата
Фаза φ	$\frac{\nu_{\text{за}}^2 n_{\text{а}}}{2\pi\lambda f_{H \max} f_B} = 0,03$	$\frac{\nu_{\text{за}}}{2\pi f_B} = 2,8 \cdot 10^{-3}$	0.032	$2.8 \cdot 10^{-3}$
Скорость звука $\nu_{\text{за}}$	$\frac{\nu_{\text{за}}^2 n_{\text{б}} \phi}{2\pi\lambda f_{H \max} f_H} = 3,6 \cdot 10^{-6}$	$\frac{\phi}{2\pi f_H} = 2,5 \cdot 10^{-7}$	10^{-3}	$4 \cdot 10^{-3}$
Длина волны λ	$\frac{\nu_{\text{за}}^2 n_{\text{б}} \phi}{2\pi\lambda f_{H \max} f_B \lambda^2} = 2 \cdot 10^{-4}$	—	$2.4 \cdot 10^{-6}$	—
Низкая частота f_H	$\frac{\nu_{\text{за}}^2 n_{\text{б}} \phi}{2\pi\lambda f_{H \max} f_B \lambda^2} = 2 \cdot 10^{-4}$	$\frac{\phi \nu_{\text{за}}}{2\pi f_H} = 2,5 \cdot 10^{-7}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}
Высокая частота $f_{\text{в}}$	$\frac{\nu_{\text{за}}^2 n_{\text{б}} \phi}{2\pi\lambda f_{H \max} f_u^2} = 2,6 \cdot 10^{-12}$	—	$1.3 \cdot 10^{-7}$	—
Показатель преломления $n_{\text{б}}$	$\frac{\nu_{\text{за}}^2 \phi}{2\pi\lambda f_{H \max} f_B} = 0,7$	—	$10^{-5} - 10^{-7}$	—

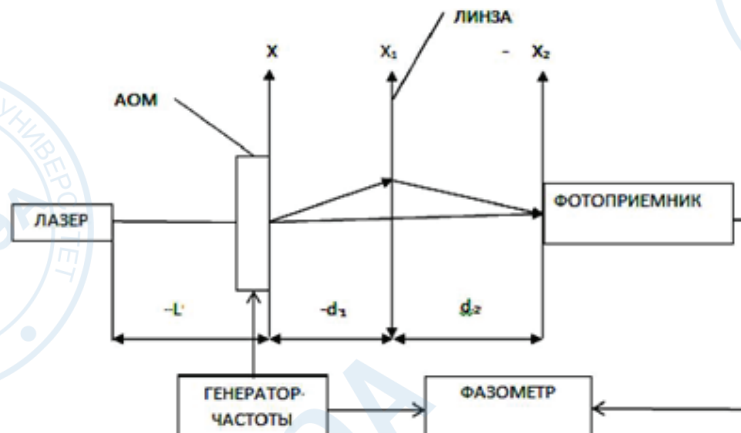


Рис. 2. Схема одноканального измерителя перемещений.

(13), получим следующее выражение для сигнала на выходе фотоприемника [12]:

$$\begin{aligned}
 U = A^2 l_{uy} S \int_{x_2 - \frac{l_{ux2}}{2}}^{x_2 + \frac{l_{ux2}}{2}} \left[\frac{i}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i \left[(\omega_c + \omega_e) t + 2 \frac{\pi x}{\Lambda} \right] \exp \left(\frac{ikx_1^2}{2L} \right) \exp \left(\frac{ik(x - x_1)^2}{2d_1} \right) * \right. \\
 \left. \exp \left(\frac{-ikx_1^2}{2f} \right) \exp \left(\frac{ik(x_1 - x_2)^2}{2d_2} \right) + \exp(i\omega_c t) \exp \left(\frac{ikx^2}{2L} \right) \exp \left(\frac{-ik(x - x_1)^2}{2d_1} \right) * \right. \\
 \left. \exp \left(\frac{-ikx_1^2}{2f} \right) \exp \left(\frac{ik(x_1 - x_2)^2}{2d_2} \right) dx dx_1 \right]^2 dx_2 \approx U_m \sin c \left(\frac{\pi C_{ux2}}{\Lambda \beta} \right) \cos \left(\omega_e t + \frac{2\pi x_2}{\Lambda \beta} \right)
 \end{aligned} \quad (14)$$

где $U_m = 2 \cdot A^2 d^2 l_{\text{из}} \times l_{\text{из}} y S_{\phi} / K^2 L^2 \lambda^4$ – амплитуда сигнала;

$\Lambda_{\text{и}} = \Lambda_{\beta}$ – период интерференционной картины;

$\phi = 2\pi x_2 / \Lambda_{\beta}$ – фаза сигнала.

Определим, какими параметрами должна обладать линза, и какой диапазон изменения можно обеспечить в данной системе. Считая углы расходимости пучка лазера и дифракции света первого порядка на АОМ малыми, можно получить следующее выражение для диаметра линзы из геометрических построений на рис. 2.

$$D_{\text{л}} \geq d_1(\theta_1 + 2\theta) + 2\theta L. \quad (15)$$

здесь θ – расходимость пучка лазера;

θ_1 – угол дифракции света между пучками первого и нулевого порядков.

Рассчитаем основные параметры системы. Возьмем гелий-неоновый лазер с расходимостью $2 \cdot 10^{-3}$ и длиной волны 0.63 мкм. В качестве материала АОМ выберем парателлурит с $v = 617$ м/с и $f_B = 30 \cdot 10^6$ Гц. Тогда угол дифракции света первого порядка $\Theta_1 = \lambda/v$, $f_B = 0,03$ рад. Положим $L = 1$ м. Поскольку по условию $d_1 \ll L$, примем $d_1 = 100$ мм. Подставляя указанные числа в (3) получим $D_{\text{л}} \approx 7$ мм. Выбирая относительное отверстие порядка 1/3, получим фокусное расстояние линзы 21 мм. Используя (13), с учетом (14) получим следующее выражение для минимального периода интерференционной картины:

$$\Lambda_{\text{и мин}} = \Lambda_{\beta \text{ мин}} = \Lambda \cdot f / (f - d_1) = 5 \text{ мкм}.$$

По мере уменьшения расстояния между АОМ и линзой будет расти, а его максимальное значение зависит только от длины отрезка d_2 , величину которого, исходя из конструктивных соображений, примем равным 200 мм. Тогда выражение для максимального периода интерференционной картины примет вид:

$$\Lambda_{\text{и макс}} = \Lambda_{\text{макс}} = \Lambda \cdot (d_2 - f') / f' = 183 \text{ мкм}.$$

Диапазон измерения составит: $\Lambda_{\text{д}} = \Lambda_{\text{и макс}} - \Lambda_{\text{и мин}} = 178 \text{ мкм}.$

Оценим точность измерения перемещений, считая погрешности параметров случайными величинами. Для этого выразим величину перемещения x_2 из формулы для фазы сигнала и найдем среднеквадратичную ошибку, используя метод дифференцирования передаточной функции по параметрам устройства [12].

$$\Delta x_2 = \sqrt{\left(\frac{v\beta\phi}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta\phi}{\phi}\right)^2 + \left(\frac{\phi\beta v}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta v}{v}\right)^2 + \left(\frac{\phi v\beta}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta f_B}{f_B}\right)^2 + \left(\frac{\phi v\beta}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2} \quad (16)$$

Используя полученные в работе [4] данные для относительных погрешностей, имеем: $\Delta\phi / \phi = 2.7 \cdot 10^{-3}$, $v/v = 8 \cdot 10^{-5}$, $f/f = 10^{-4}$.

Погрешность $\Delta\beta / \beta$ зависит от термооптического коэффициента и перепада температур окружающей среды. Для кварцевого стекла этот коэффициент равен $2,13 \cdot 10^{-5} \text{ C}^{-1}$ [5]. Полагая $t = 40^\circ\text{C}$, получим $\Delta\beta / \beta = 8.52 \cdot 10^{-4}$. Рассчитаем по выражению (16) максимальную ошибку при $\beta = \beta_{\text{макс}}$ и минимальную ошибку при $\beta = \beta_{\text{мин}}$, считая в обоих случаях фазу сигнала максимальной и равной 2.

Тогда получим: $\Delta x_{\text{макс}} = 0.5 \text{ мкм}$, $\Delta x_{\text{мин}} = 0.014 \text{ мкм}$. Класс точности равен $K = \Delta x_{\text{макс}} / \Lambda_{\text{д}} \cdot 100\% = 0.28\%$.

Сравнивая максимальную погрешность с погрешностью, полученной в предыдущем случае, можно заключить, что точность измерений существенно повысилась. Недостатком этого устройства является достаточно узкий диапазон измерения. Совместить высокую точность измерения и обеспечить широкий диапазон измерения позволяет рассмотренный ниже метод.

Особенность метода состоит в том, что формирование интерференционной картины осу-

ществляется с помощью трех пучков: пучка нулевого порядка и двух дифрагированных пучков. Это позволяет создать два канала измерения.

Схема устройства, реализующего предлагаемый метод, приведена на рис. 3.

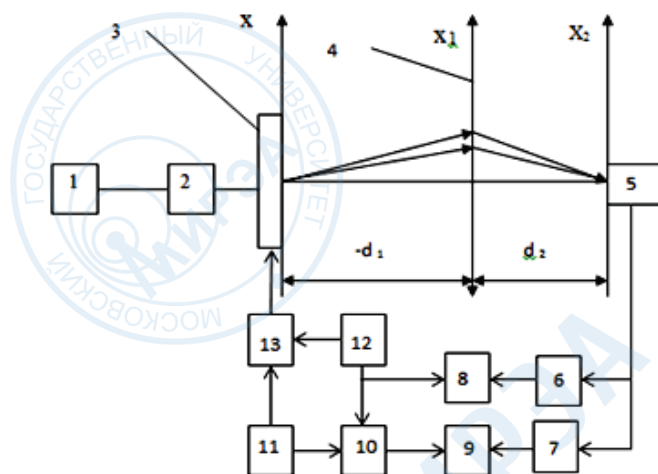


Рис. 3. Схема двухканального измерителя перемещений.

На рис. 3 показаны только центральные лучи пучков. Устройство содержит лазер 1, коллиматор 2, акустооптический модулятор (АОМ) 3, линзу 4, фотоприемник 5, фильтры 6 и 7, фазометры 8 и 9, фазовый детектор 10, генераторы частот 11 и 12, сумматор 13. Устройство работает следующим образом. Лазер 1 с помощью коллиматора 2 освещает АОМ 3 плоским волновым фронтом.

На АОМ от генераторов 11 и 12 через сумматор 13 подаются два гармонических сигнала с близко расположенными частотами f_B и $f_B + f_H$. В результате в АОМ 3 возникают две дифракционные решетки, на которых свет дифрагирует. Линза 4 собирает пучки в плоскости X_2 , где они интерферируют между собой и с пучком нулевого порядка. Напряжения с выхода фотоприемника 5 поступают на фильтры 6 и 7, которые выделяют сигналы с частотами f_B и f_H , соответственно. Напряжения с генераторов 11 и 12 подаются на фазовый детектор 10, который выделяет сигнал с частотой f_H .

Напряжения с фазового детектора 10 и фильтра 7 поступают на фазометр 9, который измеряет фазу сигнала в грубом канале измерения. Напряжения с генератора 12 и фильтра 6 с частотами f_B поступают на фазометр 8, который измеряет фазу сигнала в точном канале измерения.

Оценим параметры устройства, учитывая, что фотоприемник 5 располагается в плоскости изображения, положение которой определяется формулой (13). Используя преобразование Френеля с учетом (13), получим следующее выражение для сигналов на выходе фотоприемника 5:

$$\begin{aligned}
 U = A^2 C_{ув} S \int_{\frac{x_2 - C_{шх2}}{2}}^{\frac{x_2 + C_{шх2}}{2}} \left| \frac{i}{\lambda^2} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp i[(\omega_c + \omega_B)t + \frac{2\pi}{\Lambda_1} x] \exp ik \frac{(x - x_1)^2}{2d_1} \exp -\frac{ikx_1^2}{2f} \exp ik \frac{(x_1 - x_2)^2}{2d_2} + \right. \right. \\
 \left. \exp i[(\omega_c + \omega_B + \omega_H)t + \frac{2\pi}{\Lambda_2} x] \exp ik \frac{(x - x_1)^2}{2d_1} \exp \frac{ikx_1^2}{2f} - \exp ik \frac{(x_1 - x_2)^2}{2d_2} + \exp i\omega_c t \exp ik \frac{(x - x_1)^2}{2d_1} \exp -\frac{ikx_1^2}{2f} \exp ik \frac{(x_1 - x_2)^2}{2d_2} \right\} dx dx_1 \Big|^2 dx_2 \approx U \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi C_{шх2}}{\beta \Lambda_1} \right) \cos \left(\omega_B t + \frac{2\pi x_2}{\beta \Lambda_1} \right) + \\
 + U \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi C_{шх2}}{\beta \Lambda_2} \right) \cos \left[(\omega_B + \omega_H) t + \frac{2\pi x_2}{\beta \Lambda_2} \right] + U \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi C_{шх2}}{\beta \Lambda_H} \right) \cos \left(\omega_H t + \frac{2\pi x_2}{\beta \Lambda_H} \right)
 \end{aligned} \quad (17)$$

здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число;

$U = 2 A^2 d^2 I C_{\text{и}x2} C_{\text{и}y} S / k^2 L^2 \lambda^2$ – амплитуда сигнала;

A – амплитуда волны света ;

$\omega_c = 2\pi f_c$ – круговая частота световой волны;

f_B и $f_B + f_H$ – частоты возбуждения АОМ;

S – чувствительность фотоприемника;

β – линейное увеличение;

$\Lambda_{H1} = \beta \Lambda_1 = \beta \frac{V_{3B}}{f_B}$; $\Lambda_{H2} = \beta \Lambda_2 = \beta \frac{V_{3B}}{f_B + f_H}$; $\Lambda_{HH} = \beta \Lambda_H = \beta \frac{V_{3B}}{f_H}$ – периоды интер-

ферирующих пучков;

V_{3B} – скорость звука в АОМ;

$C_{\text{и}x}$ и $C_{\text{и}y}$ – размеры щели на фотоприемнике по координатам X и Y .

Для точного канала используется сигнал с частотой f_B и фазой $\phi_T = \frac{2\pi x_2 f_B}{\beta V_{3B}}$, а для грубого канала – сигнал с частотой f_H и фазой $\phi_T = \frac{2\pi x_2 f_H}{\beta V_{3B}}$.

Оценим, какими параметрами может обладать устройство и какой диапазон и точность измерений оно обеспечивает. Для выбора соотношений между частотами f_B и f_H разделим фазы сигналов друг на друга.

$$\frac{\phi_T}{\phi_H} = \frac{f_B}{f_H}. \quad (18)$$

Обеспечение работы двух каналов состоит в том, что при достижении в точном канале максимального значения фазы, то есть 360° , фаза в грубом канале меняется на величину разрешающей способности фазометра $\Delta\phi_T = 1^\circ$ [1]. Подставляя указанные выше значения фаз в (18), получим $f_H = \frac{f_B}{360}$. Определим параметры линзы. Учитывая, что углы дифракции света

на выходе АОМ малы, получим следующее выражение для диаметра линзы

$$D_L = 2D_{\Pi} + \theta d_1. \quad (19)$$

здесь D_L – диаметр пучка на выходе АОМ,

$\theta = \frac{\lambda(f_B + f_H)}{V_{3B}}$ – максимальный угол между дифрагированными пучками первого и нулевого порядков.

В качестве материала АОМ выберем парателлурит с $V_{3B} = 617$ м/с и $f_B = 30 \cdot 10^6$ Гц. Диаметр пучка, освещающего АОМ, выберем из условия: $D_{\Pi} = \Lambda_H = \frac{V_{3B} 360}{f_H} = 7,4$ мм. Выбирая из конструктивных соображений $d_1 = 100$ мм, из (19) получим $D_L = 10$ мм.

При относительном отверстии линзы $1/3$ фокусное расстояние составит 30 мм. Учитывая (13) и (17), получим следующие выражения для минимальных периодов для точного и грубого каналов измерения:

$$\Lambda_{\text{МИНТ}} = \Lambda_{H1} \beta_{\text{МИН}} = \Lambda_{H1} f' / (f' - d_1) = 9 \text{ мкм.}$$

$$\Lambda_{\text{МИНГ}} = \Lambda_{HH} \beta_{\text{МИН}} = \Lambda_{HH} f' / (f' - d_1) = 3 \text{ мм.}$$

Максимальное линейное увеличение определяется отрезком d_2 , величину которого из конструктивных соображений примем равной 200 мм. Тогда выражения для максимальных периодов по точному и грубому каналам будет иметь вид: $\Lambda_{МАКСТ} = \Lambda_{И1} \beta_{МАКС} = \Lambda_{И1} (d_2 - f)/f = 116$ мкм.

$$\Lambda_{МАКСГ} = \Lambda_{ИИ} \beta_{МАКС} = \Lambda_{ИИ} (d_2 - f)/f = 42 \text{ мм.}$$

Определим диапазон измерения по точному и грубому каналам.

$$\Lambda_{ДТ} = \Lambda_{МАКСТ} - \Lambda_{МИНТ} = 107 \text{ мкм.}$$

$$\Lambda_{ДГ} = \Lambda_{МАКСГ} - \Lambda_{МИНГ} = 39 \text{ мм.}$$

Оценим точность измерений для точного канала, считая погрешности параметров случайными. Выражая x_2 из формулы для фазы сигнала, найдем среднеквадратическую ошибку, используя метод дифференцирования передаточной функции по параметрам системы:

$$\Delta x_2 = \sqrt{\left(\frac{V_{3B} \beta \phi}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta \phi}{\phi}\right)^2 + \left(\frac{\phi \beta V_{3B}}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta V_{3B}}{V_{3B}}\right)^2 + \left(\frac{\phi V_{3B} \beta}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta f_B}{f_B}\right)^2 + \left(\frac{\phi V_{3B} \beta}{2\pi f_B}\right)^2 \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2} \quad (20)$$

Данные для относительных погрешностей возьмем из работы [4]:

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = 2.7 \cdot 10^{-3}, \quad \frac{\Delta V_{3B}}{V_{3B}} = 8 \cdot 10^{-5}, \quad \frac{\Delta f_B}{f_B} = 10^{-4}.$$

Погрешность $\frac{\Delta \beta}{\beta} = G \Delta t$,

здесь G – термооптический коэффициент,
 Δt – перепад температур.

Для кварцевого стекла $G = 2.13 \cdot 10^{-4}$ град⁻¹ [5], для получим $\frac{\Delta \beta}{\beta} = 8,52 \cdot 10^{-4}$. Рассчитаем

по выражению (20) максимальную ошибку при и минимальную ошибку при $\beta = \beta_{МАКС}$, считая в обоих случаях фазу сигнала максимальной и равной 2π . Тогда из (20) получим $\Delta x_{МАКС} = 0,35$ мкм, $\Delta x_{МИН} = 0,026$ мкм. Класс точности $K = (\Delta x_{МАКС} / \Lambda_{ДТ}) \cdot 100 \% = 0,32\%$.

Таким образом, двухканальный измеритель перемещений обладает бóльшим диапазоном измерений, чем одноканальный, при сохранении высокой точности.

Заключение

Предложен гетеродинный метод измерения перемещений, основанный на создании интерференционной картины с помощью дифрагированных на акустооптическом модуляторе пучков, что позволяет изменять ее период посредством перестройки частоты генератора. Это дает возможность производить абсолютные измерения перемещений объекта более простым методом по сравнению с известными устройствами. В развитие предложенного метода разработаны схема измерения продольных и поперечных перемещений, одноканальная схема измерения поперечных перемещений повышенной точности, двухканальная схема измерения поперечных перемещений с расширенным диапазоном измерений и высокой точности. Рассчитаны диапазон измерений и ошибки предложенных устройств.

Литература:

1. Ларкин А.И., Юу Ф.Т.С. Когерентная оптика. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009. 316 с.
2. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. М.: Высшая школа, 2001. 573 с.

3. Евсеев И.В., Рубцова Н.Н., Самарцев В.В. Когерентные переходные процессы в оптике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 536 с.
4. Магурин В.Г., Тарлыков В. А. Когерентная оптика: учебное пособие по курсу «Когерентная и нелинейная оптика». СПб.: СПбГУ ИТМО, 2006. 122 с.
5. Титов А.А., Амурский В.Б., Гарипов В.К. Методы построения и расчета лазерных измерительных и запоминающих устройств. М.: Машиностроение, 2008. С. 7–23.
6. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения: пер. с англ. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 512 с.
7. Гришин С.Г. Оценка фазовой погрешности в гетеродинных лазерных интерференционных измерительных системах // Измерительная техника. 2011. № 8. С. 11–13.
8. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Н. Новгород: Институт физики микроструктур РАН, 2004. 114 с.
9. Cosijns S.J.A.G. Displacement laser interferometry with sub-nanometer uncertainty. Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 2004. 189 p.
10. Leach R. Fundamental Principles of Engineering Nanometrology. Elsevier Inc., 2010. 352 p.
11. Разумовский И.А.. Интерференционно-оптические методы механики деформируемого твердого тела. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. 240 с
12. Нагибина И.М., Москалев В.А., Н.А. Полушкина, В.Л. Рудин. Прикладная физическая оптика. М.: Высшая школа, 2002. 568 с.