

Гомодинный квадратурный интерферометр перемещений. Эксперимент

© Г.Н. Вишняков^{1,2}, В.Л. Минаев^{1,3}, Е.В. Шумский¹

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ФГУП „ВНИИОФИ“),
119361 Москва, Россия

² Университет „МГТУ имени Н.Э. Баумана“,
105005 Москва, Россия

³ НИУ „Высшая школа экономики“,
101000 Москва, Россия

e-mail: vish@vniiofi.ru

Поступила в редакцию 20.01.2022 г.

В окончательной редакции 20.01.2022 г.

Принята к публикации 01.02.2022 г.

Приведены экспериментальные исследования работы макета гомодинного квадратурного интерферометра перемещений. В блоке регистрации гомодинного интерферометра вместо поляризационного светоделителя используются неполяризационный светоделительный кубик и два поляризатора. Это добавило дополнительные степени свободы при юстировке оптических каналов регистрации интерференционных сигналов и позволило достичь необходимый сдвиг фаз между ними 90° с точностью 0.1° . В результате этого экспериментально достигнута погрешность измерения перемещения, равная 0.2 nm . Получены обобщенные выражения для квадратурных сигналов в случае произвольных азимутов поляризаторов в трех каналах регистрации интерференционных сигналов. Проведена теоретическая оценка точности измерений перемещения с помощью квадратурного гомодинного интерферометра и получено, что расширенная неопределенность таких измерений не превышает величины 0.3 nm .

Ключевые слова: интерферометр перемещений, гомодинный, квадратурный сигнал, ватт-весы.

DOI: 10.21883/OS.2022.07.52731.3157-22

Введение

В предыдущей работе [1] была описана и математически промоделирована оптическая схема гомодинного интерферометра перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы, который предполагается использовать в составе нового отечественного эталона килограмма на базе ватт-весов.

Цель настоящей работы состоит в экспериментальных исследованиях работы макета гомодинного интерферометра перемещений.

В ходе экспериментальных исследований был выявлен ряд недостатков оптической схемы интерферометра, описанной в работе [1]. Поэтому вначале опишем модернизированную схему интерферометра.

Оптическая схема модернизированного интерферометра

Чертеж макета гомодинного квадратурного интерферометра перемещений приведен на рис. 1. Макет состоит из двух частей: интерферометра Майкельсона, образованного элементами 1–4 и блока регистрации интерференционных сигналов, содержащего три канала. В качестве источника излучения используется He–Ne-лазер, стабилизированный по частоте. Направление плоскости

поляризации линейно поляризованного лазерного излучения составляет 45° с горизонтальной плоскостью оптического стола (совпадающей с плоскостью листа на рис. 1). Это излучение поступает в интерферометр Майкельсона, состоящий из поляризационного светоделительного кубика 2, неподвижного 3 и подвижного 4 трехгранных ретроотражателей (трипель-призм). После повторного отражения от поляризационного светоделительного кубика 2 формируются два коллинеарных пучка света с ортогональной поляризацией, которые поступают в блок регистрации.

Четвертьволновая пластинка 5, быстрая ось которой расположена под углом 45° к горизонтальной плоскости, преобразует линейную поляризацию этих лучей в круговую с противоположным направлением вращения вектора напряженности электрического поля световой волны. Далее эти пучки после отражения и прохождения через неполяризационные светоделительные кубики 6, 9 направляются к линейным поляризаторам 7, 10 и 12, азимуты которых составляют соответственно углы 45° , 0° и 90° с горизонтальной плоскостью. Далее излучение регистрируется фотодетекторами 8, 11 и 13, в качестве которых используются фотодетекторы с усилителем модели PDA100A2 фирмы Thorlabs (США).

В отличие от оптической схемы, описанной в работе [1], в данной схеме вместо поляризационного светоделителя используется обычный (неполяризационный)

светоделительный кубик 9. Это сделано по следующим причинам. Поляризационный светоделитель выполняет две функции: он делит падающее на него излучение на две части и действует как линейный поляризатор, причем прошедшее излучение поляризовано в горизонтальной плоскости, а отраженное — в вертикальной. Как отмечено в [2], в поляризационных светоделителях происходит смешение излучения с ортогональными поляризациями, т.е. в прошедшее излучение попадает излучение с горизонтальной поляризацией, а в отраженное — с вертикальной, в англоязычной литературе это явление получило название *polarization-mixing*. Этот эффект является основным источником ошибок в формировании квадратурных сигналов [3–6].

Поэтому в настоящей работе используется неполяризационный светоделитель 9, а для получения поляризованного излучения дополнительно используются линейные поляризаторы 10, 12. Как будет показано ниже, возможность поворота этих поляризаторов на произвольный угол позволяет точнее настроить фазовые сдвиги между сигналами интерферометра.

Смещение подвижного ретроотражателя 4 измеряется путём детектирования фазы сигнала, образующегося в результате интерференции так называемого предметного пучка, отраженного от данного ретроотражателя 4 и опорного пучка, отраженного от неподвижного ретроотражателя 3. В общем случае для вычисления фазы сигнала необходимо две квадратурных компоненты, однако в данной установке используется три: 0° , 90° и 180° . Как будет показано ниже, это необходимо для частичного устранения постоянной составляющей сигналов.

Математическая модель оптической схемы модернизированного квадратурного гомодинного интерферометра

Рассмотрим подробнее как образуются квадратурные сигналы с помощью поляризационных элементов. В отличие от [1] здесь вместо формализма матриц Джонса будем использовать комплексные амплитуды ортогональных проекций поляризованного излучения.

Линейно поляризованное под 45° лазерное излучение 1 после поляризационного светоделительного кубика 2 (рис. 1) делится на два пучка с ортогональной линейной поляризацией. Причем отраженное от светоделительной грани кубика излучение будет иметь вертикальную линейную поляризацию, а прошедшее излучение — горизонтальную линейную поляризацию. Прошедшее излучение отражается от подвижного ретроотражателя 4, а отраженное — от неподвижного 3.

Запишем комплексные амплитуды A предметного и B опорного векторов напряженности электрического поля, ориентированных соответственно вдоль горизонтальной

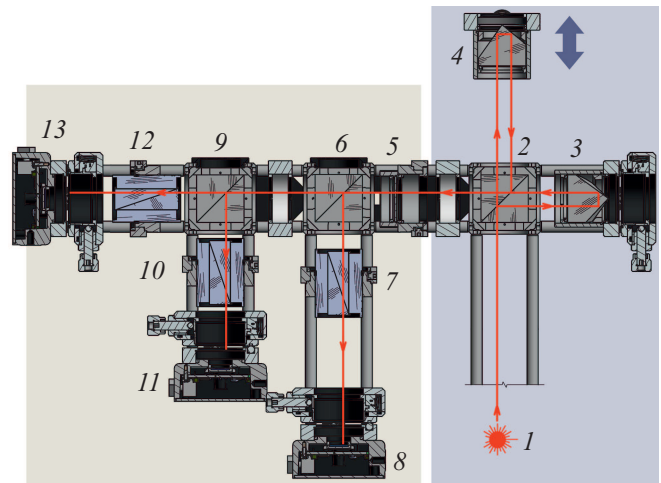


Рис. 1. Чертеж макета гомодинного квадратурного интерферометра перемещений: 1 — лазерное излучение от стабилизированного по частоте He–Ne-лазера (не указан); 2 — поляризационный светоделительный кубик; 3 — неподвижный трехгранный ретроотражатель (трипель-призма); 4 — подвижный трехгранный ретроотражатель (трипель-призма); 5 — четвертьволновая пластинка, быстрая ось которой расположена под углом 45° к горизонтальной плоскости; 6 — неполяризационный светоделительный кубик; 7 — линейный поляризатор под углом 45° к горизонтальной плоскости; 8 — фотодетектор № 1; 9 — неполяризационный светоделительный кубик; 10 — линейный поляризатор под углом 0° к горизонтальной плоскости; 11 — фотодетектор № 2; 12 — линейный поляризатор под углом 90° к горизонтальной плоскости; 13 — фотодетектор № 3.

и вертикальной осей, в следующем виде:

$$A = ae^{i(\varphi_a + \delta)}, \quad (1)$$

$$B = ae^{i\varphi_b}, \quad (2)$$

где a , b — амплитуды пучков; φ_a , φ_b — начальные фазы пучков;

$$\delta(t) = \frac{4\pi}{\lambda} s(t), \quad (3)$$

$s(t)$ — величина перемещения ретроотражателя 4, λ — длина волны стабилизированного лазерного излучения. В выражениях (1), (2) учитывается тот факт, что поляризационный светоделитель 2 может иметь не 50% коэффициент отражения.

Таким образом, на вход блока регистрации поступают два когерентных пучка лазерного излучения — предметный (1) и опорный (2), имеющие ортогональную поляризацию и распространяющиеся по одному направлению.

Далее эти два пучка проходят через четвертьволновую пластинку 5, быстрая (*fast*) ось которой ориентирована под углом 45° к горизонтальной плоскости. Действие этой пластинки заключается в сдвиге фазы излучения, распространяющегося вдоль медленной (*slow*) оси на 90° . Обозначим проекции векторов A , B на эти оси через

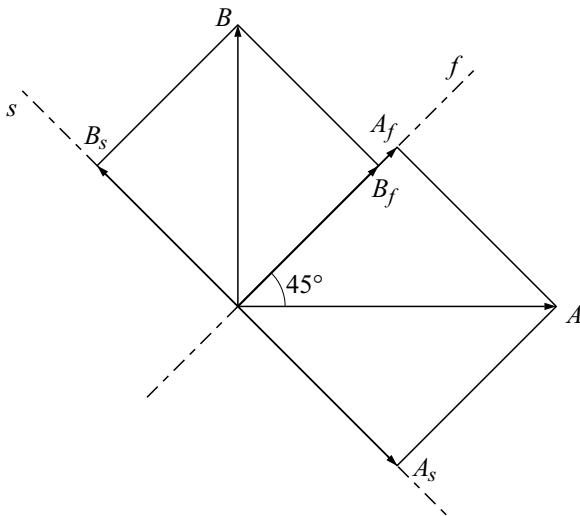


Рис. 2. Схема расположения направлений поляризации предметного A и опорного B пучков света относительно быстрой f и медленной s осей четвертьволновой пластинки.

соответственно A_f, A_s и B_f, B_s . Из рис. 2 следует:

$$A_f = \frac{\sqrt{2}}{2} A, \tag{4}$$

$$B_f = \frac{\sqrt{2}}{2} B, \tag{5}$$

$$A_s = \frac{\sqrt{2}}{2} A e^{i\frac{\pi}{2}} = \frac{\sqrt{2}}{2} iA, \tag{6}$$

$$B_s = \frac{\sqrt{2}}{2} B e^{i\frac{\pi}{2}} = \frac{\sqrt{2}}{2} iB. \tag{7}$$

Далее предметный и опорный пучки с ортогональными компонентами (4)–(7) делятся обычными светоделителями 6, 9 на три части и направляются на линейные поляризаторы 7, 10 и 12. В зависимости от угла поворота азимута этих поляризаторов относительно ортогональных компонент (4)–(7) можно получить требуемые сдвиги фаз между опорным и предметным пучками.

Пусть азимуты двух поляризаторов будут ортогональны. Таким образом, имеем две ортогональные системы из векторов (4)–(7) и азимуты поляризаторов. Важно какой угол составляют эти две ортогональные системы друг относительно друга, предположим, что это угол α (рис. 3). Если азимут одного поляризатора обозначим за 0° , а другого, перпендикулярного к нему, за 90° , то векторы быстрой оси (4) и (5) составляют угол α с азимутом 0° , а векторы медленной оси (6) и (7) соответственно угол $\beta = 90^\circ - \alpha$ (рис. 3).

Интенсивность излучения, прошедшего через поляризаторы с азимутами 0° и 90° , можно записать в следующем виде:

$$I_0 = |A_f \cos \alpha + B_f \cos \alpha + A_s \sin \alpha - B_s \sin \alpha|^2, \tag{8}$$

$$I_{90} = |A_f \cos \beta + B_f \cos \beta - A_s \sin \beta + B_s \sin \beta|^2. \tag{9}$$

Подставляя в (8) и (9) выражения (4)–(7), получим:

$$I_0 = \frac{1}{2} |A(\cos \alpha + i \sin \alpha) + B(\cos \alpha - i \sin \alpha)|^2 = \frac{1}{2} |Ae^{i\alpha} + Be^{-i\alpha}|^2, \tag{10}$$

$$I_{90} = \frac{1}{2} |A(\cos \beta - i \sin \beta) + B(\cos \beta + i \sin \beta)|^2 = \frac{1}{2} |Ae^{-i\beta} + Be^{i\beta}|^2. \tag{11}$$

Окончательные выражения для интенсивности получим после подстановки в (10) и (11) амплитуд A, B из формул (1) и (2):

$$I_0 = \frac{1}{2} [a^2 + b^2 + 2ab \cos(\varphi + \delta + 2\alpha)], \tag{12}$$

$$I_{90} = \frac{1}{2} [a^2 + b^2 + 2ab \cos(\varphi + \delta - 2\beta)], \tag{13}$$

где $\varphi = \varphi_a - \varphi_b$.

Подставляя в (13) угол $\beta = (90^\circ - \alpha)$, получим:

$$I_{90} = \frac{1}{2} [a^2 + b^2 - 2ab \cos(\varphi + \delta + 2\alpha)]. \tag{14}$$

Теперь рассмотрим интенсивность излучения в третьем канале, в котором азимут поляризатора составляет

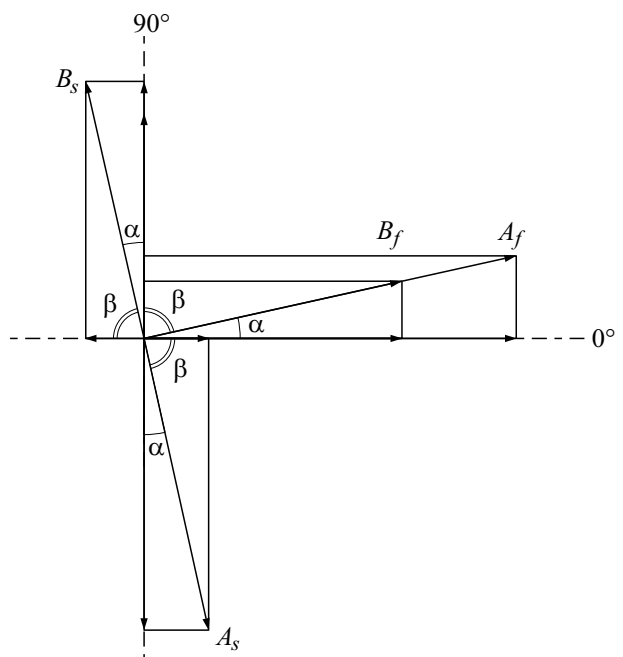


Рис. 3. Схема расположения направлений поляризации проекций предметного и опорного пучков света на быструю A_f, B_f и медленную A_s, B_s оси четвертьволновой пластинки относительно поляризаторов с азимутами 0° и 90° .

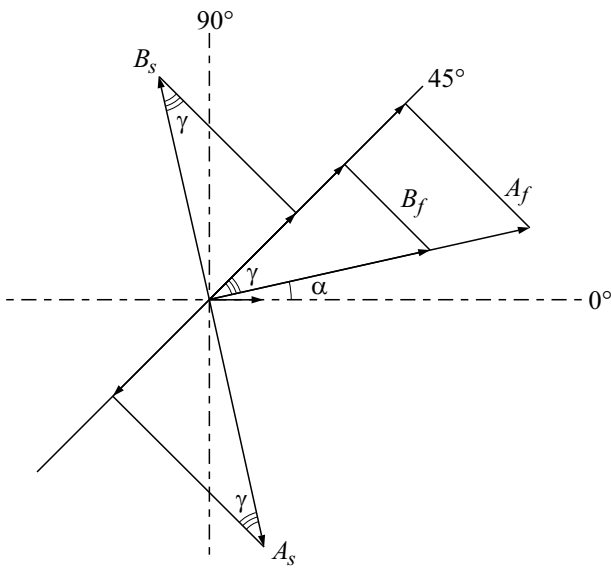


Рис. 4. Схема расположения направлений поляризации проекций предметного и опорного пучков света на быструю A_f , B_f и медленную A_s , B_s оси четвертьволновой пластинки относительно поляризатора с азимутом 45° .

угол γ с направлением быстрой оси векторов (4) и (5) или угол $\alpha + \gamma$ с азимутом 0° (рис. 4):

$$I_{45} = |A_f \cos \gamma + B_f \cos \gamma - A_s \sin \gamma + B_s \sin \gamma|^2 = \frac{1}{2} [a^2 + b^2 + 2ab \cos(\varphi + \delta - 2\gamma)]. \quad (15)$$

Для формирования квадратурных сигналов необходимо из сигнала (15) последовательно вычесть сигналы (12) и (14), тогда получим:

$$I_x = I_{45} - I_0 = 2ab \sin[\varphi + \delta + (\alpha - \gamma)] \sin(\alpha + \gamma), \quad (16)$$

$$I_y = I_{45} - I_{90} = 2ab \cos[\varphi + \delta + (\alpha - \gamma)] \cos(\alpha + \gamma). \quad (17)$$

Искомый сдвиг фаз δ , а следовательно, и перемещение s по формуле (3), можно получить из этих сигналов делением их друг на друга:

$$\delta = \arctg \left[\operatorname{ctg}(\alpha + \gamma) \frac{I_{45} - I_0}{I_{45} - I_{90}} \right] - \varphi - (\alpha - \gamma). \quad (18)$$

Из этого выражения следует, что для измерения сдвига фаз δ необходимо знать углы α и γ , но эти углы не обязательно должны быть равны $\alpha = 45^\circ$ и $\gamma = 0^\circ$ (какими их обычно выбирают). Важно только, чтобы первые два поляризатора имели ортогональные азимуты.

Также из выражений (16)–(18) следует необходимость использования третьего сигнала: за счет вычитания третьего сигнала из двух других устраняется постоянная составляющая, равная $(a^2 + b^2)$.

Формулы (12)–(18) позволяют также оценить сдвиг по фазе трех сигналов при неточной установке поляризаторов относительно быстрой и медленной осей четвертьволновой пластинки.

Наиболее просто квадратурные сигналы формируются при установке четвертьволновой пластинки и поляризаторов, описанной ниже. Так как четвертьволновая пластинка 5 (рис. 1) имеет возможность поворота вокруг оптической оси, то ее быструю ось с высокой точностью (около 0.5°) можно установить под углом 45° по отношению к ортогонально поляризованным пучкам света, вышедшим из интерферометра Майкельсона, комплексные амплитуды которых обозначены буквами A , B в формулах (1) и (2). Азимут поляризатора 7 в первом канале необходимо установить под углом 45° по отношению к быстрой оси четвертьволновой пластинки 5 (рис. 1), что соответствует углу $\gamma = 0^\circ$ в формуле (15), азимут поляризатора 10 во втором канале направить вдоль горизонтальной оси, а азимут поляризатора 12 в третьем канале — вдоль вертикальной оси, что соответствует углам $\alpha = \beta = 45^\circ$ в формулах (12) и (13).

Подставив эти значения углов в (16) и (17), получаются формулы для квадратурных сигналов

$$I_x = I_{45} - I_0 = \sqrt{2}ab \sin(\varphi + \delta + 45^\circ), \quad (19)$$

$$I_y = I_{45} - I_{90} = \sqrt{2}ab \cos(\varphi + \delta + 45^\circ), \quad (20)$$

которые совпадают с выражениями (27), (28) из [1], выведенными с помощью формализма матриц Джонса, с точностью до разности начальных фаз φ .

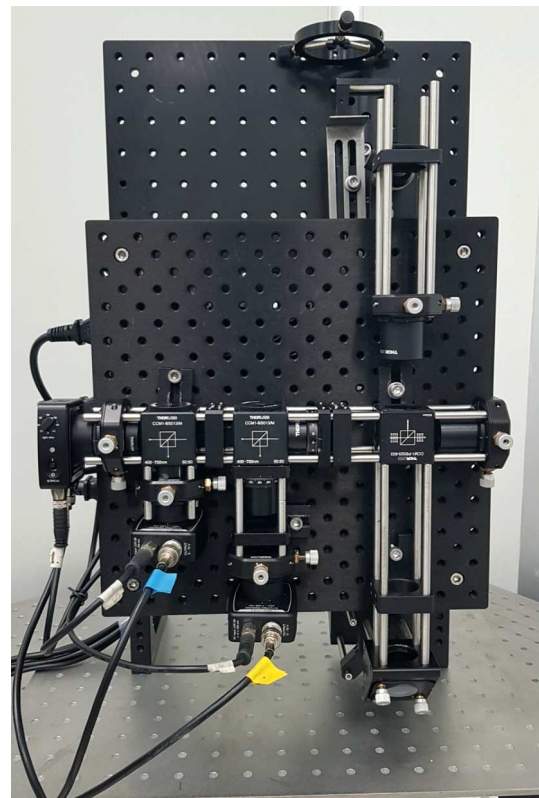


Рис. 5. Фотография макета интерферометра.



Рис. 6. Сигналы на экране осциллографа.

Экспериментальные исследования макета интерферометра

Для исследования работоспособности макета интерферометра (рис. 5) и оценки его метрологических характеристик были проведены эксперименты с подвижным ретроотражателем 4 (рис. 1). Его движение имитирует движение катушки в эталоне килограмма на базе ватт-весов. Ретроотражатель был закреплен на каретке, которая перемещалась с помощью винтовой пары, приводимой в движение двигателем постоянного тока ДПМ 30-Н1-05 (Россия). Диапазон перемещений каретки, который составил более 5 мм, контролировался индикатором часового типа ИЧ10 (Россия).

При движении ретроотражателя 4 возникают переменные во времени интерференционные сигналы в каждом из трех каналов регистрации. Полученные оптические сигналы преобразуются в электрические с помощью фотодетекторов 8, 11, 13 (рис. 1). Регистрация и оцифровка электрических сигналов проводится с помощью многоканального цифрового осциллографа MSO56/5-BW-1000 фирмы TEKTRONIX (США).

Вид полученных сигналов на экране осциллографа приведен на рис. 6, из которого видно, что размах сигналов составляет около 3.2 V. По осциллограммам также видно, что сигналы имеют синусоидальную форму разной амплитуды, а сдвиг по фазе между ними имеет большие отклонения (около 0.5°) от 90° . В ходе экспериментов никак не удавалось уменьшить эту величину, поэтому надо было выяснить причину такого расхожде-

ния с теоретическими исследованиями. Основной оптический элемент, который вносит задержку по фазе в 90° между пучками с ортогональной поляризацией, — это четвертьволновая пластинка 5 (рис. 1). Используя спектральный эллипсометр alpha-SE фирмы J.A. Woollam Co., Inc. (США), входящий в состав Государственного первичного эталона единиц поляриметрических углов ГЭТ 186-2021, был измерен поляриметрический угол дельта, который вносила четвертьволновая пластинка многократного порядка (multi-order), установленная в макет интерферометра. Этот угол составил 82.08° , который сильно отличается от 90° .

Поэтому эта пластинка была заменена на пластинку нулевого порядка (zero-order), для которой измеренный угол дельта составил 89.93° . Сразу после такой замены сдвиг по фазе между сигналами стал отличаться от 90° на величину не более 0.1° . При этом в каналах 2 и 3 необходимо было изменять угол азимута поляризаторов для достижения сдвига, близкого к 90° . Такая возможность появилась после замены поляризационного светоделителя 6 на неполяризационный и введения в оптическую схему двух дополнительных поляризаторов 10 и 12 (рис. 1).

Электрические сигналы, сформированные тремя независимыми фотоприемниками, оцифровываются осциллографом и передаются через флэш-накопитель в виде трех независимых файлов в программное обеспечение (ПО) расчета перемещений „Homodyne Laser Interferometer“ („HLI“) разработки ФГУП „ВНИИОФИ“. ПО представляет собой диалоговое приложение, написанное на

языке высокого уровня „С++“ в среде разработки программного обеспечения MS Visual Studio. При загрузке каждого файла происходит анализ заголовка файла, получение из него параметров оцифровки, необходимых для последующей обработки (период дискретизации, количество выборок). С целью уменьшения влияния шумовой составляющей в процессе загрузки выполняется усреднение по трем выборкам.

Основная задача ПО „HLI“ заключается в расчете величины перемещения ретроотражателя на основании реконструкции фазы квадратурным методом с последующим использованием процедуры эллиптического фитинга и переводом полученных значений фазы из радианов в нанометры с использованием формулы (3) [1]. Блок-схема алгоритма вычисления перемещения приведена на рис. 7. Все операции, входящие в этот алгоритм, были описаны в нашей работе [1].

ПО „HLI“ позволяет также рассчитывать параметры шумовой составляющей сигналов в виде среднеквадратического отклонения (СКО) и пикового отклонения максимального значения от минимального (PV). В этом случае опорный канал интерферометра перекрывается. Сигналы интерферометра включают в себя шумы источника лазерного излучения, фотоприемников с усилителями и системы оцифровки осциллографа. Из прове-

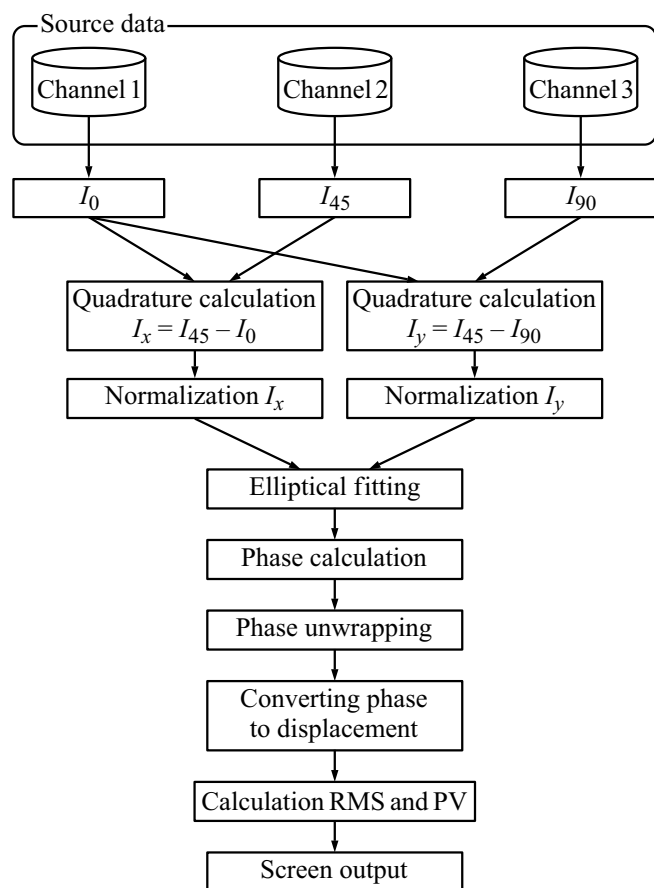


Рис. 7. Блок-схема алгоритма вычисления перемещения по квадратурным сигналам.

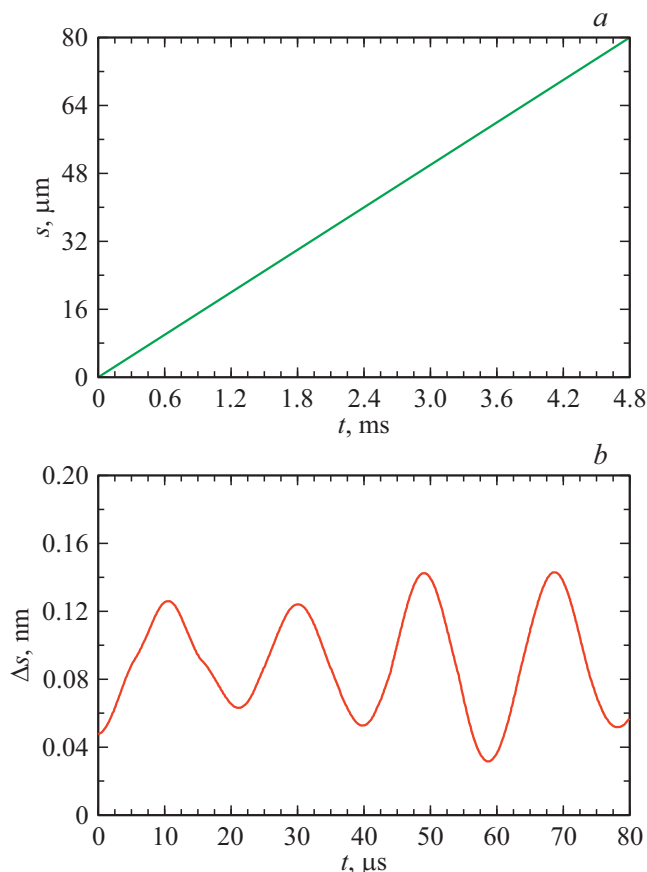


Рис. 8. Результат реконструкции: *a* — график зависимости перемещения от времени; *b* — график отклонений измеренного перемещения от линейного закона.

денных экспериментов было получено, что СКО этих шумов не превышает 0.4 mV, а PV около 3.5 mV. Таким образом, при среднем уровне полезного сигнала в 3.2 V отношение сигнал-шум составляет 39 dB. С помощью ПО „HLI“ можно также контролировать фазовые сдвиги между сигналами каналов с помощью алгоритма Фурье, который широко применяется для восстановления фазы в интерферометрии [7].

При движении ретроотражателя 4 с постоянной скоростью график зависимости перемещения от времени должен иметь вид прямой. Именно этот участок приведен на рис. 8, а в виде графика зависимости $s(t)$. ПО „HLI“ позволяет аппроксимировать экспериментальные данные прямой и находить разность $\Delta s(t)$ между найденной прямой и исходными данными, которая представлена на рис. 8, *b*. Абсолютная разность между максимальным и минимальным отклонением от линейного тренда (PV) составила 0.2 nm, а среднеквадратическое отклонение (СКО) равно 0.02 nm. Таким образом, экспериментально достигнута погрешность измерения перемещений не более 0.2 nm.

Оценка точности измерений перемещений

Так как опытный образец лазерного интерферометра перемещений предполагается использовать в составе первичного эталона единицы массы на базе ватт-весов, то необходима процедура оценки его метрологических характеристик [8].

Из формулы (3) следует, что перемещение связано с измеряемой фазой соотношением:

$$s(t) = \frac{\lambda_{\text{vac}}}{4\pi n_{\text{air}}} \delta(t), \quad (21)$$

где λ_{vac} — длина волны излучения лазера в вакууме, n_{air} — показатель преломления воздуха, в котором производятся измерения.

Формула (21) фактически является уравнением измерений искомого перемещения. Исходя из этого уравнения вклад в расширенную неопределенность измерений перемещения вносят стандартные неопределенности измерений следующих величин:

- длины волны излучения лазера в вакууме λ_{vac} ;
- показателя преломления воздуха n_{air} ;
- фазы $\delta(t)$.

Тогда стандартная неопределенность измерений перемещения $s(t)$, оцениваемая по типу *B*, будет складываться из следующих величин:

$$u_B(s) = \sqrt{\left(\frac{\partial s}{\partial \delta} u_B(\delta)\right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial \lambda_{\text{vac}}} u_B(\lambda_{\text{vac}})\right)^2 + \left(\frac{\partial s}{\partial n_{\text{air}}} u_B(n_{\text{air}})\right)^2}, \quad (22)$$

где $u_B(\delta)$, $u_B(\lambda_{\text{vac}})$, $u_B(n_{\text{air}})$ — неопределенности по типу *B* измерений соответственно фазы δ , длины волны излучения лазера в вакууме λ_{vac} и показателя преломления воздуха n_{air} .

Дифференцируя (21), получаются следующие коэффициенты влияния:

$$\frac{\partial s}{\partial \delta} = \frac{\lambda_{\text{vac}}}{4\pi n_{\text{air}}}, \quad \frac{\partial s}{\partial \lambda_{\text{vac}}} = \frac{\delta}{4\pi n_{\text{air}}}, \quad \frac{\partial s}{\partial n_{\text{air}}} = \frac{\delta \lambda_{\text{vac}}}{4\pi n_{\text{air}}^2}. \quad (23)$$

Для численной оценки этих коэффициентов, учитывая, что $\lambda_{\text{vac}} = 632.991 \text{ nm}$, $n_{\text{air}} = 1.0003$, $\delta = \pi \text{ rad}$ из (24) можно получить, что $\frac{\partial s}{\partial \delta} = 50 \text{ nm}$, $\frac{\partial s}{\partial \lambda_{\text{vac}}} = 0.3$, $\frac{\partial s}{\partial n_{\text{air}}} = 158 \text{ nm}$.

Показатель преломления воздуха вычисляется по формуле Эдлена (ГОСТ 28869-90). Для современных приборов, предназначенных для измерения метеорологических параметров воздуха, неопределенность по типу *B* измерения показателя преломления воздуха n_{air} можно оценить следующей величиной [8,9]: $u_B(n_{\text{air}}) = 3 \cdot 10^{-8}$.

В соответствии с Государственной поверочной схемой для средств измерений длины в диапазоне от 1 nm до

100 m и длин волн в диапазоне от 0.2 до 50 μm в ранге средств измерений есть частотно-стабилизированные He-Ne-лазеры, длина волны которых определена с пределом допустимой относительной погрешности, равной $3 \cdot 10^{-9}$ или абсолютной погрешностью $2 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$. Поэтому можно оценить неопределенность по типу *B* измерений длины волны излучения лазера в вакууме $u_B(\lambda_{\text{vac}}) = 2 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$.

Для оценки неопределенности по типу *B* измерений фазы δ необходимо воспользоваться упрощенной формулой:

$$\delta = \arctg \frac{I_x}{I_y}, \quad (24)$$

где квадратурные сигналы I_x , I_y определены уравнениями (19), (20). Выражение (24) является уравнением измерений фазы и из него следует:

$$u_B(\delta) = \sqrt{\left(\frac{\partial \delta}{\partial I_x} u_B(I_x)\right)^2 + \left(\frac{\partial \delta}{\partial I_y} u_B(I_y)\right)^2}, \quad (25)$$

где $u_B(I_x)$, $u_B(I_y)$ — неопределенности по типу *B* измерений амплитуд квадратурных сигналов I_x , I_y , коэффициенты влияния получаются дифференцированием выражения (24) и они равны:

$$\frac{\partial \delta}{\partial I_x} = \frac{I_y}{I_x^2 + I_y^2}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial I_y} = -\frac{I_x}{I_x^2 + I_y^2}. \quad (27)$$

Для численной оценки этих коэффициентов можно взять максимальные значения квадратурных сигналов, которые достижимы в эксперименте. При экспериментальных исследованиях макета интерферометра амплитуда интерференционных сигналов лежала в диапазоне от 1 до 5 V. В наихудшем случае, когда амплитуда равна 1 V, значения коэффициентов получаются следующие: $\frac{\partial \delta}{\partial I_x} = -\frac{\partial \delta}{\partial I_y} = \frac{1}{2} \text{ V}^{-1}$. Неопределенность по типу *B* измерений амплитуд квадратурных сигналов $u_B(I_x)$, $u_B(I_y)$ можно оценить по статистическим характеристикам шумов зарегистрированных сигналов. Так, в работе [10] предлагается использовать эффективное и пиковое значения уровня шума. За пиковое значение уровня шума можно принять PV, которое в экспериментах составляло не менее 3.5 mV. Тогда неопределенность по типу *B* измерений амплитуд квадратурных сигналов составит $u_B(I_x) = u_B(I_y) = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ V}$. Подставляя полученные значения коэффициентов в (25), можно получить, что $u_B(\delta) = 2.5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, проведена численная оценка составляющих выражения (22), из которой можно получить, что $u_B(s) = 0.13 \text{ nm}$. Видно, что основной вклад вносит первое слагаемое, связанное с погрешностью измерения фазы $u_B(\delta)$.

Так как конструкция каретки, перемещающей ретроотражатель, не обеспечивает постоянство скорости, то между экспериментами нет повторяемости в движении

каретки и поэтому нет возможности оценить неопределенность измерений перемещений по типу A .

Основной вклад в расширенную неопределенность измерений перемещения U_P вносит неопределенность по типу B , поэтому для коэффициента охвата $k = 2$ расширенная неопределенность вычисляется по формуле $U_P(s) = 2u_B(s) = 0.26 \text{ nm}$.

Таким образом, расширенная неопределенность измерений перемещения не превышает 0.3 nm и практически совпадает с экспериментально полученными значением 0.2 nm .

Выводы

В данной работе представлена модернизированная схема гомодинного квадратурного интерферометра, в блоке регистрации которого вместо поляризационного светоделителя используются неполяризационный светоделительный кубик и два поляризатора. Это добавило дополнительные степени свободы при юстировке оптических каналов регистрации интерференционных каналов и позволило обеспечить фазовый сдвиг между квадратурными сигналами 90° с точностью 0.1° . В результате экспериментально достигнута погрешность измерения перемещения, равная 0.2 nm .

Получены обобщенные выражения для квадратурных сигналов в случае произвольных азимутов поляризаторов в трех каналах регистрации интерференционных сигналов. Эти выражения теоретически обосновывают возможность получения фазового сдвига между сигналами в 90° путем подстройки (изменения) азимута поворота поляризаторов в каждом из трех каналов. Также из полученных выражений следует важность третьего сигнала, который вычитается из двух других сигналов для устранения постоянной составляющей сигналов.

Проведена оценка точности измерений перемещения с помощью квадратурного гомодинного интерферометра и получено, что расширенная неопределенность таких измерений не превышает величины 0.3 nm .

Финансирование

Исследование выполнено в рамках Государственного контракта на выполнение НИР „Баланс“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликтов интересов.

Список литературы

- [1] Г.Н. Вишняков, В.Л. Минаев. *Опт. и спектр.* **129** (10), 1306 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.10.51498.2400-21
- [2] J. Cui, Z. He, Y. Jiu, J. Tan, T. Sun. *Appl. Opt.* **55** (25), 7086 (2016). DOI: 10.1364/AO.55.007086
- [3] C.-m. Wu, C.-s. Su. *Meas. Sci. Technol.*, **7** (1), 62 (1996). DOI: 10.1088/0957-0233/7/1/009
- [4] J. Ahn, J.-a. Kim, C.-s. Kang, J.W. Kim, S. Kim. *Opt. Express.* **17** (25), 23299 (2009). DOI: 10.1364/OE.17.023299
- [5] C. Wang, Q. Huang, X. Ding, R. Cheng, L. Zhang, R. Li, H. Li. *Appl. Sci.*, **10** (17), 6060 (2020). DOI: 10.3390/app10176060
- [6] C.-m. Wu, C.-s. Su, G.-S. Peng. *Meas. Sci. Technol.*, **7** (4), 520 (1996). DOI: 10.1088/0957-0233/7/4/009
- [7] H. Toba, Z. Liu, S. Udagava, N. Fujiwara, S. Nakayama, T. Gemma, M. Takeda. *Opt. Eng.*, **58** (8), 084103 (2019). DOI: 10.1117/1.OE.58.8.084103
- [8] ГОСТ 8.381-2009. ГСИ. Эталоны. Способы выражения точности.
- [9] В.П. Коронкевич, В.С. Соболев, Ю.Н. Дубнищев. *Лазерная интерферометрия* (Наука, Новосибирск, 1983).
- [10] Д.Э. Денк. *Автоматрия*, **44** (2), 16 (2008).