

УДК 535.417, 681.787

ГОМОДИННЫЙ КВАДРАТУРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ДЛЯ НОВОГО ЭТАЛОНА КИЛОГРАММА НА ОСНОВЕ ВАТТ-ВЕСОВ

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

¹Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
119361, Москва, ул. Озёрная, 46

²Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
105005, Москва, 2-ая Бауманская ул., 5

³НИУ «Высшая школа экономики»,
101000, Москва, ул. Мясницкая, 20
E-mail: vish@vniiofi.ru

В новом отечественном эталоне единицы массы (килограмма) на основе ватт-весов предполагается использовать интерферометр для измерения перемещений и скорости электромагнитной катушки и пробной массы в вертикальном направлении. Предложен и описан гомодинный интерферометр перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы, предназначенный для этой цели. Рассмотрены результаты моделирования и применения алгоритма компенсации нелинейных эффектов, возникающих при квадратичном детектировании интерференционных сигналов. Приведены результаты экспериментальных исследований макета гомодинного квадратурного интерферометра перемещений. Показано, что погрешность измерения перемещения по критерию PV не превышает 0,2 нм.

Ключевые слова: ватт-весы, интерферометр перемещений, гомодинный, квадратурные сигналы.

DOI: 10.15372/AUT20220202

Введение. В настоящее время единицы СИ определяются через фиксированные значения фундаментальных констант. Так, единица массы определяется через постоянную Планка. Связать постоянную Планка и единицу массы позволяет эксперимент на основе так называемых ватт-весов [1, 2]. В ряде метрологических лабораторий по всему миру, в том числе и в России, создаются такие установки для достижения относительной неопределённости воспроизведения массы порядка 10^{-8} [1, 2].

Измерения с помощью ватт-весов производятся в два этапа [1, 2]: этап взвешивания (статический эксперимент) и этап перемещения (динамический эксперимент). Для расчётов значения пробной массы по результатам измерений только в режиме взвешивания необходима информация о конфигурации магнитного поля, свойствах электромагнитной катушки и магнита. Данные параметры очень сложно измерить с требуемой точностью. Чтобы исключить из расчётов параметры катушки и магнита, дополнительно проводятся измерения скорости катушки в режиме перемещения в вертикальном направлении. Для достижения относительной неопределённости воспроизведения массы порядка 10^{-8} точность измерений перемещений должна быть не хуже 200 пм [3]. Такую точность могут обеспечить только лазерные интерферометры перемещений [1–3].

Как известно, лазерные интерферометры перемещений бывают двух типов: гомодинные и гетеродинные [4]. Достоинства и недостатки обоих типов интерферометров рассматривались во многих работах, в частности в обзоре [5]. Гомодинные интерферометры обладают компактностью, простотой оптической схемы, а также меньшей нелинейностью при измерении перемещений [6]. Для восстановления разности фаз между интерферирую-

щими пучками, как правило, используются квадратурные сигналы, а для их получения применяют различные оптические схемы с поляризационными элементами.

Для достижения субнанометровой (пикометровой) точности измерений перемещений необходимо учитывать и компенсировать нелинейность интерферометров, которая может возникать вследствие несовершенства поляризационных элементов, различием в чувствительности, коэффициентах усиления детекторов и т. д. [6]. Поэтому в настоящее время активно ведутся работы по компенсации нелинейности интерферометров с помощью широко распространённого итерационного алгоритма эллиптического фитинга (elliptical least-squares fitting technique) и аппаратных методов [7–10].

За основу представленной работы выбрана трёхканальная оптическая схема гомодинного интерферометра перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы, аналогичная той, которая используется в составе ватт-весов национального метрологического института Южной Кореи «KRIS» [11]. Однако эта схема была модернизирована: в блоке регистрации вместо поляризационного и одного неполяризационного (простого) светоделителей используются два простых светоделительных кубика и три поляризатора. Такое решение позволило снизить влияние нелинейности, вызванной смешением излучения с ортогональными поляризациями (polarization mixing), и добавило дополнительные степени свободы при юстировке оптических каналов регистрации интерференционных сигналов.

Схема с тремя поляризаторами для регистрации квадратурных сигналов была предложена в работе [12]. В ней вместо двух простых светоделительных кубиков использовалась специально рассчитанная фазовая дифракционная решётка, которая делит падающее на неё излучение на три пучка, распространяющиеся веером под некоторыми углами и определяемые периодом решётки. В каждом из этих пучков установлены поляризаторы. В [12] не приведены данные об этой решётке, поэтому не представляется возможным оценить габаритные размеры такого блока регистрации квадратурных сигналов. Таким образом, утверждение о компактности такой схемы деления по сравнению с двумя светоделительными кубиками можно подвергнуть сомнению. Кроме того, в данной работе не применялась цифровая обработка сигналов для компенсации нелинейности сигналов.

Цель данной работы заключается в создании и экспериментальном опробовании достаточно компактного макета гомодинного интерферометра перемещений с тремя оптическими каналами формирования квадратурных сигналов, создаваемых с помощью двух неполяризационных светоделителей и трёх поляризаторов, цифровой регистрации и обработки квадратурных сигналов методом эллиптического фитинга для повышения точности восстановления перемещения до субнанометрового уровня.

Оптическая схема модернизированного интерферометра. Модернизированная схема макета гомодинного квадратурного интерферометра перемещений приведена на рис. 1. Макет полностью проектирован и изготовлен из импортных изделий фирмы ThorLabs (США), а для крепления и юстировки оптико-механических элементов используется кейдж-система этой же фирмы. Все элементы крепятся на вертикальной плите размером 300×200 мм. Предложенная компоновка элементов обладает компактностью и позволяет уменьшить влияние вибрации на интерференционные сигналы.

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 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 трёхгранного ретроотражателя (трипель-призм). Обычно в схеме интерферометра Майкельсона с поляризационным

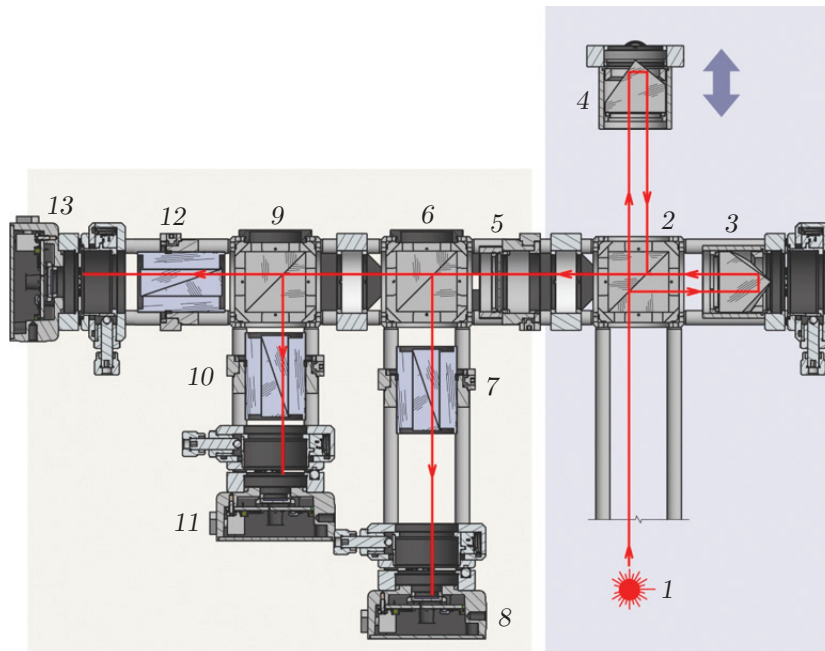


Рис. 1. Конструкция гомодинного квадратурного интерферометра перемещений: 1 — лазерное излучение от стабилизированного по частоте He—Ne-лазера; 2 — поляризационный светоделительный кубик; 3 — неподвижный трёхгранный ретроотражатель (тришпель-призма); 4 — подвижный трёхгранный ретроотражатель (тришпель-призма); 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

кубиком используются четвертьволновые пластинки для прошедшего и отражённого излучения. Это необходимо для поворота плоскости поляризации на 90° перед повторным прохождением через кубик. Однако при отражении излучения от ретроотражателей в виде тришпель-призм уже происходит поворот плоскости поляризации, поэтому можно не использовать четвертьволновые пластинки. Излучение, отражённое от неподвижного ретроотражателя 3, будем называть опорным, а отражённое от подвижного ретроотражателя 4 — предметным. 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 напряжённости электрического поля световой волны. 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 отличие от оптической схемы, описанной в [11], в данной схеме вместо поляризационного светоделиителя используются неполяризационный светоделительный кубик 9 и

два линейных поляризатора 10, 12. Возможность поворота этих поляризаторов на произвольный угол даёт возможность точнее настроить фазовые сдвиги между сигналами интерферометра, что в итоге позволило достичь необходимого сдвига фаз между ними 90° с точностью $0,1^\circ$.

Предполагается, что предложенный интерферометр будет использоваться в эталоне ватт-весов на этапе перемещения, т. е. будет работать в динамическом режиме [1, 2]. В этом режиме при движении подвижного ретроотражателя 4 производится только оцифровка и запись интерференционных сигналов в реальном времени в течение всего движения. А вот восстановление фазы и измерение координат перемещающегося ретроотражателя во времени производится апостериорно. Поэтому в этом режиме можно проводить цифровую обработку сигналов по алгоритмам эллиптического фиттинга для повышения точности измерения перемещений ретроотражателя.

Данный интерферометр может работать и на этапе взвешивания, т. е. в статическом режиме [1, 2], но для этого необходимо в реальном времени проводить обработку интерференционных сигналов, формировать квадратурные сигналы и восстанавливать мгновенную фазу. Эта задача будет решаться на следующем этапе создания отечественного эталона массы на базе ватт-весов.

Применение формализма Джонса для описания оптической схемы интерферометра. Рассмотрим, как образуются квадратурные сигналы с помощью поляризационных элементов на основе формализма матриц Джонса [13]. Для излучения с горизонтальной и вертикальной поляризациями нормированные векторы Джонса записываются в следующем виде [13]:

$$\mathbf{E}(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}(90) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

При перемещении ретроотражателя 4 на величину $s(t)$ фаза предметного пучка относительно опорного изменится на величину

$$\delta(t) = \frac{4\pi}{\lambda} s(t), \quad (1)$$

где λ — длина волны стабилизированного лазерного излучения. С учётом этого вектор Джонса для излучения с горизонтальной поляризацией можно представить в виде

$$\mathbf{E}(0) = e^{i\delta} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, на вход блока регистрации поступают два когерентных пучка лазерного излучения, имеющие ортогональную поляризацию и распространяющиеся в одном направлении. В блоке регистрации находятся разные поляризационные элементы, которые описываются следующими матрицами Джонса [14]:

1. Четвертьволновая пластинка 5, быстрая ось которой ориентирована под углом 45° к оси x :

$$gwp(45) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix}.$$

2. Два неполяризационных (обычных) светоделительных кубика 6 и 9 с соотношением 50 % на 50 % имеют следующие матрицы Джонса для отражённого (reflection) и прошедшего (transmission) света:

$$bsr = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad bst = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

3. Матрицы Джонса для линейных поляризаторов 7, 10 и 12, ориентированных соответственно под углами 45, 0 и 90° к оси x , имеют вид

$$p(45) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad p(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad p(90) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Согласно [13, 14] преобразование поляризации последовательно расположенных оптических элементов описывается результирующей матрицей, которая вычисляется как произведение соответствующих матриц, причём порядок их перемножения обратен порядку прохождения излучением системы оптических элементов.

В первом канале результирующую матрицу \mathbf{K}_1 можно записать в виде

$$\mathbf{K}_1 = qwp(45) \cdot bsr \cdot p(45).$$

Согласно формализму Джонса излучение, прошедшее через один или несколько последовательно расположенных поляризационных элементов, описывается произведением входного вектора Джонса на результирующую матрицу Джонса. Поэтому векторы Джонса для излучения в первом канале можно записать в виде

$$\mathbf{E}_1(0) = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{E}(0) = \frac{\sqrt{2}}{4} e^{i(\delta+\pi/4)} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_1(90) = \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{E}(90) = \frac{\sqrt{2}}{4} e^{i(\pi+\pi/4)} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, в первом канале формируется сумма когерентных световых полей

$$\mathbf{E}_{d1} = \mathbf{E}_1(0) + \mathbf{E}_1(90) = \frac{\sqrt{2}}{4} [e^{i\pi} + e^{i\delta}] e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix},$$

которая регистрируется первым фотодетектором 8. Как известно [12, 13], интенсивность описывается произведением вектора Джонса на комплексно-сопряжённый ему транспонированный вектор, поэтому первый сигнал будет иметь вид

$$I_{d1}(t) = \frac{1}{4} |[e^{i\pi} + e^{i\delta}] e^{i\pi/4}|^2 = \frac{1}{2} \{1 + \cos[\delta(t) - \pi]\}. \quad (2)$$

Во втором канале результирующая матрица

$$\mathbf{K}_2 = qwp(45) \cdot bst \cdot bsr \cdot p(0).$$

Тогда векторы Джонса излучения во втором канале можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E}_2(0) = \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{E}(0) = \frac{1}{2\sqrt{2}} e^{i\delta} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_2(90) = \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{E}(90) = \frac{1}{2\sqrt{2}} e^{-i\pi/2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, во втором канале формируется сумма когерентных световых полей в виде

$$\mathbf{E}_{d2} = \mathbf{E}_2(0) + \mathbf{E}_2(90) = \frac{1}{2\sqrt{2}} (e^{-i\pi/2} + e^{i\delta}) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

которая регистрируется фотодетектором 11. Интенсивность второго сигнала равна

$$I_{d2}(t) = \frac{1}{8} |e^{-i\pi/2} + e^{i\delta}|^2 = \frac{1}{4} [1 + \cos(\delta(t) + \pi/2)]. \quad (3)$$

В третьем канале результирующая матрица:

$$\mathbf{K}_3 = qwp(45) \cdot bst \cdot bst(90).$$

Векторы Джонса излучения в третьем канале можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E}_3(0) = \mathbf{K}_3 \cdot \mathbf{E}(0) = \frac{1}{2\sqrt{2}} e^{i(\delta-\pi/2)} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E}_3(90) = \mathbf{K}_3 \cdot \mathbf{E}(90) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Тогда в третьем канале формируется сумма когерентных световых полей

$$\mathbf{E}_{d3} = \mathbf{E}_3(0) + \mathbf{E}_3(90) = \frac{1}{2\sqrt{2}} [e^{i(\delta-\pi/2)} + 1] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

которая регистрируется фотодетектором 13. Интенсивность третьего сигнала равна:

$$I_{d3}(t) = \frac{1}{8} |e^{i(\delta-\pi/2)} + 1|^2 = \frac{1}{4} (1 + \cos(\delta(t) - \pi/2)). \quad (4)$$

Таким образом, показано, что приведённая последовательность поляризационных элементов позволяет получить три гармонических сигнала (2), (3) и (4), причём фаза двух последних сигналов смещена относительно первого сигнала на $-\pi/2$ и $+\pi/2$ соответственно. Амплитуды второго и третьего сигналов в 2 раза меньше, чем амплитуда первого сигнала, что объясняется 50 %-ным пропусканием светоделительных кубиков 6 и 9.

Из полученных трёх сигналов можно сформировать два квадратурных сигнала без постоянной (аддитивной) составляющей. Вначале с помощью усилителей фотодетекторов 11, 13 надо увеличить амплитуды этих сигналов в 2 раза. Парно вычитая из первого сигнала второй и третий, можно получить следующие выражения для квадратурных сигналов:

$$I_x(t) = I_{d1}(t) - 2I_{d2}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} \sin \left[\delta(t) - \frac{\pi}{4} \right], \quad (5)$$

$$I_y(t) = I_{d1}(t) - 2I_{d3}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} \cos \left[\delta(t) - \frac{\pi}{4} \right]. \quad (6)$$

Поделив (5) на (6), будем иметь искомую фазу

$$\delta(t) = \arctg \left(\frac{I_x(t)}{I_y(t)} \right) + \frac{\pi}{4}. \quad (7)$$

Используя (1), можно получить окончательную формулу для вычисления искомого перемещения:

$$s(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \arctg \left(\frac{I_x(t)}{I_y(t)} \right) + \frac{\lambda}{16}. \quad (8)$$

После применения операции арктангенс необходимо выполнить операцию «сшивки» фазы. Поскольку в режиме взвешивания производится запись интерференционных сигналов в течение всего времени движения, т. е. регистрируются так называемые временные интерферограммы, то сшивку фазы можно проводить по тем же алгоритмам, которые используются для обычных пространственных интерферограмм.

Восстановление фазы по реальным квадратурным сигналам. Для идеальной оптической схемы интерферометра квадратурные сигналы описываются выражениями (5) и (6). Однако реальные квадратурные сигналы отличаются от «идеальных» из-за различного рода нелинейностей [6–10]. Поэтому реальные квадратурные сигналы можно описать следующими выражениями:

$$\begin{cases} I_x(t) = a_x + b_x \sin [\delta(t)]; \\ I_y(t) = a_y + b_y \cos [\delta(t) + \Delta], \end{cases} \quad (9)$$

где a_x, a_y — постоянный фон, b_x, b_y — амплитуды модуляции сигналов, Δ — дополнительный фазовый сдвиг. Используя соотношения

$$c_x = \frac{I_x(t) - a_x}{b_x}, \quad c_y = \frac{I_y(t) - a_y}{b_y},$$

из (9) можно получить

$$\delta(t) = \operatorname{arctg} \left(\frac{c_x \cos(\Delta)}{c_y + c_x \sin(\Delta)} \right). \quad (10)$$

Из (10) следует, что для нахождения фазы, кроме самих сигналов (9), необходимо также знать параметры a_x, b_x, a_y, b_y и Δ . Для их определения в [7] предложена вычислительная процедура, названная эллиптическим фитингом (elliptical least-squares fitting technique). Если построить зависимость $I_y(I_x)$ сигналов друг от друга, задаваемых формулами (9), то полученная кривая будет представлять собой эллипс (фигуру Лиссажу). В рамках этой работы было создано программное обеспечение (ПО), реализующее данную процедуру.

Для оценки погрешности вычислений с помощью эллиптического фитинга проведено математическое моделирование. Были смоделированы два синусоидальных сигнала (9) с параметрами, соответствующими экспериментальным данным, и шумом в виде аддитивной составляющей, имеющей гауссово распределение. На рис. 2 точками представлена зависимость $I_y(I_x)$ при следующих параметрах: $a_x = 1,0, b_x = 0,5, a_y = 1,1, b_y = 0,6, \Delta = 5^\circ$ и шум $\text{RMS} = 0,01$. На рисунке сплошной линией показан эллипс, рассчитанный с

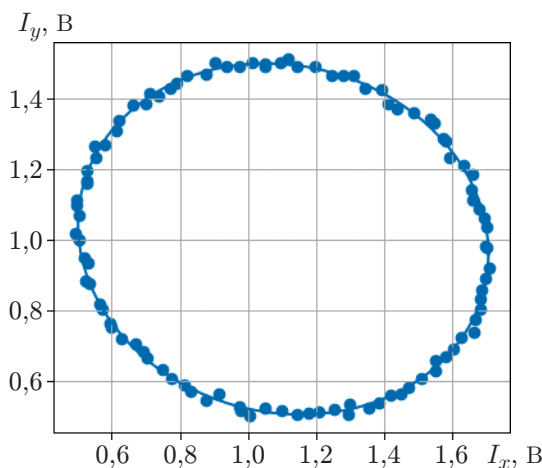


Рис. 2. Зависимость сигналов $I_y(I_x)$ при следующих параметрах: $a_x = 1,0, b_x = 0,5, a_y = 1,1, b_y = 0,6, \Delta = 5^\circ$ при уровне шума $\text{RMS} = 0,01$

помощью процедуры эллиптического фитинга, который наилучшим образом аппроксимирует зависимость $I_y(I_x)$ при наличии шума. Из моделирования следует, что погрешность восстановления искомого перемещения по реальным квадратурным сигналам с амплитудой 1 В при наличии шумов не превышает 0,3 нм.

Экспериментальные исследования. Для исследования работоспособности интерферометра и оценки его метрологических характеристик были проведены эксперименты с подвижным ретроотражателем 4 (см. рис. 1). Его движение имитирует движение электромагнитной катушки в эталоне массы на базе ватт-весов. Ретроотражатель закреплён на каретке, которая перемещалась с помощью винтовой пары, приводимой в движение двигателем постоянного тока ДПМ 30-Н1-05 (Россия). При движении ретроотражателя 4 фотодетекторы 8, 11, 13 PDA100A2 Thorlabs (США) регистрируют переменные во времени интерференционные сигналы в каждом из трёх каналов регистрации. Оцифровка электрических сигналов проводится с помощью многоканального цифрового осциллографа MSO56/5-BW-1000 ТЕКТРОНИХ (США).

Вид полученных сигналов на экране осциллографа приведён на рис. 3, из которого видно, что сигналы имеют синусоидальную форму разной амплитуды, а сдвиг по фазе между ними имеет большие отклонения (около $0,5^\circ$) от 90° . В ходе экспериментов никак не удавалось уменьшить эту величину, поэтому надо было выяснить причину такого расхождения с теоретическими исследованиями. Основной оптический элемент, который вносит задержку по фазе в 90° между пучками с ортогональной поляризацией, — это четвертьволновая пластинка 5 (см. рис. 1). С использованием спектрального эллипсометра alpha-SE фирмы J.A. Woollam Co., Inc. (США), входящего в состав Государственного первичного эталона единиц поляриметрических углов ГЭТ 186-2021, был измерен фазовый сдвиг (поляриметрический угол дельта), который вносила четвертьволновая пластинка многократного порядка (multi-order), использованная в макете интерферометра. Этот угол составил $82,08^\circ$, который отличается от 90° . Поэтому эта пластинка была заменена пластинкой нулевого порядка (zero-order), для которой угол дельта составил $89,93^\circ$. После такой замены сдвиг по фазе между сигналами стал отличаться от 90° на величину не более $0,1^\circ$. При этом в каналах 2 и 3 необходимо было изменять угол азимута поляризаторов для достижения сдвига, близкого к 90° . Такая возможность появилась после замены

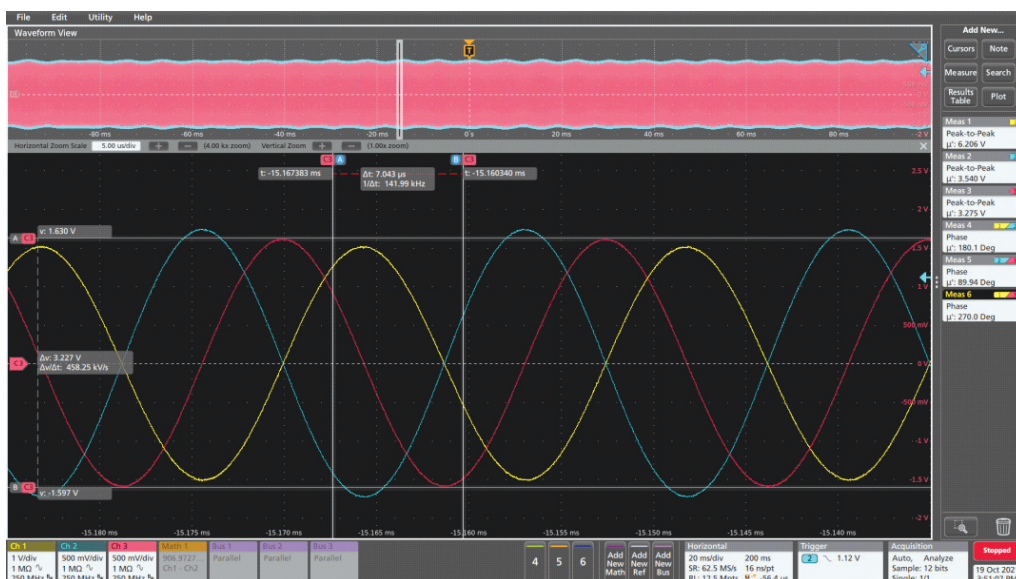


Рис. 3. Сигналы на экране осциллографа

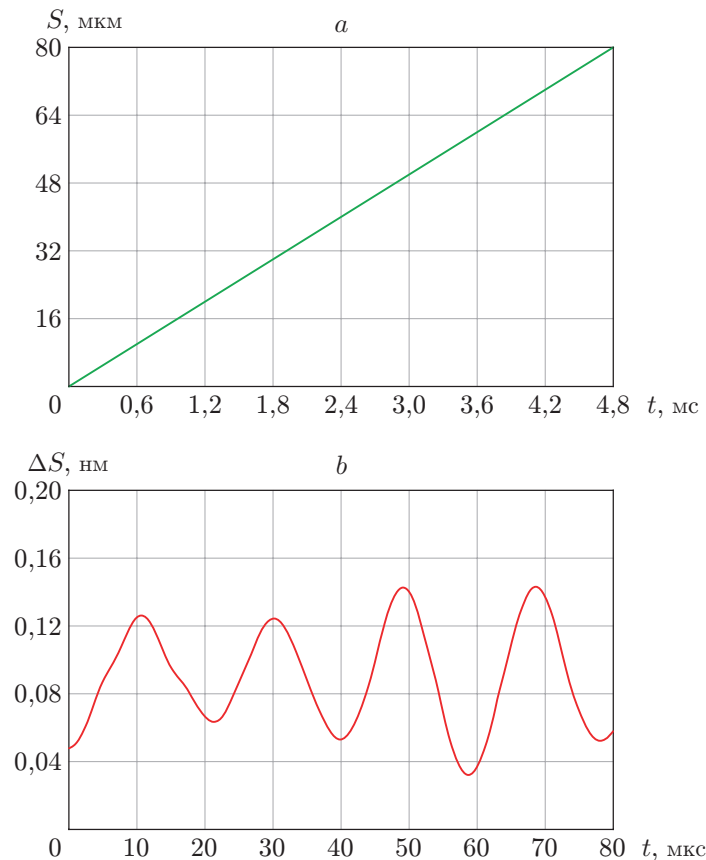


Рис. 4. Результат реконструкции: a — график зависимости перемещения от времени; b — график отклонений измеренного перемещения от линейного закона

поляризационного светоделителя b неполяризационным.

Оцифрованные сигналы обрабатывались с помощью ПО, основная задача которого состояла в расчёте величины перемещения ретроотражателя на основании реконструкции фазы квадратурным методом с последующим применением процедуры эллиптического фитинга и переводом полученных значений фазы из радиан в нанометры с использованием формулы (1).

При движении ретроотражателя 4 с постоянной скоростью график зависимости перемещения от времени должен иметь вид прямой. Именно этот участок приведён на рис. 4, a в виде графика зависимости $s(t)$. Программное обеспечение позволяет аппроксимировать экспериментальные данные прямой и находить разность $\Delta s(t)$ между найденной прямой и исходными данными, которая представлена на рис. 4, b . Абсолютная разность между максимальным и минимальным отклонением от линейного тренда (PV) составила $0,2$ нм, а среднеквадратическое отклонение $0,02$ нм.

Заключение. На основе формализма матриц Джонса в работе получены формулы для квадратурных сигналов. Промоделирован алгоритм компенсации нелинейных эффектов, возникающих при квадратичном детектировании интерференционных сигналов. Представлена модернизированная конструкция гомодинного квадратурного интерферометра, в блоке регистрации которого вместо поляризационного используются неполяризационный светоделительный кубик и два поляризатора. Это позволило установить фазовый сдвиг между квадратурными сигналами 90° с точностью $0,1^\circ$. В результате экспериментально достигнута погрешность измерения перемещения по критерию PV, не превышающая $0,2$ нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Robinson I. A., Schlamminger S.** The watt or Kibble balance: a technique for implementing the new SI definition of the unit of mass // Metrologia. 2016. **53**, N 5. P. A46–A74.
2. **Fang H., Bielsa F., Li S. et al.** The BIPM Kibble balance for realizing the kilogram definition // Metrologia. 2020. **57**, N 4. P. 045009.
3. **Bielsa F., Fang H., Kiss A., Stock M.** A new interferometric system for the BIPM Kibble Balance // Proc. of the Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM). Denver, USA, 24-28 Aug., 2020. P. 1–2. DOI: 10.1109/CPEM49742.2020.9191730.
4. **Коронкевич В. П., Соболев В. С., Дубнищев Ю. Н.** Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983. 212 с.
5. **Watchi J., Cooper S., Ding B. et al.** A review of compact interferometers. 2018. P. 1–19. URL: <https://arxiv.org/pdf/1808.04175v2.pdf> (дата обращения: 21.02.2022).
6. **Wu C.-M., Su C.-S.** Nonlinearity in measurements of length by optical interferometry // Meas. Sci. Technol. 1996. **7**, N 1. P. 62–68.
7. **Wu C.-M., Su C.-S., Peng G.-S.** Correction of nonlinearity in one-frequency optical interferometry // Meas. Sci. Technol. 1996. **7**, N 4. P. 520–524.
8. **Cui J., He Z., Jiu Y. et al.** Homodyne laser interferometer involving minimal quadrature phase error to obtain subnanometer nonlinearity // Appl. Opt. 2016. **55**, N 25. P. 7086–7092.
9. **Hu P., Zhu J., Zhai X., Tan J.-B.** DC-offset-free homodyne interferometer and its nonlinearity compensation // Opt. Express. 2015. **23**, N 7. P. 8399–8408.
10. **Yan L., Chen Z., Chen B. et al.** Precision PGC demodulation for homodyne interferometer modulated with a combined sinusoidal and triangular signal // Opt. Express. 2018. **26**, N 4. P. 4818–4831.
11. **Kim D., Woo B. C., Lee K. C. et al.** Design of the KRISS watt balance // Metrologia. 2014. **51**, N 2. P. S96–S100.
12. **Кирьянов В. П., Ленкова Г. А., Лохматов А. И., Тарасов Г. Г.** Лазерный интерферометр линейных и угловых перемещений // Автометрия. 1994. № 4. С. 61–65.
13. **Джеррард А., Бёрч Дж. М.** Введение в матричную оптику. М.: Мир, 1978. 341 с.
14. **Ищенко Е. Ф., Соколов А. Л.** Поляризационный анализ. М.: Издательство «Знак», 1998. 208 с.

Поступила в редакцию 21.02.2022

После доработки 20.03.2022

Принята к публикации 23.03.2022