

ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет  
имени Н.Г. Чернышевского»  
Научно-образовательный институт оптики и биофотоники СГУ  
Институт проблем точной механики и управления РАН

# **ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ВИБРОМЕТР**

(В.В. Лычагов, В.П. Рябухо)

Учебно-методическое руководство  
к выполнению лабораторной работы

Саратов 2011

**Цель работы:** изучение возможности использования явления интерференции когерентного излучения для определения параметров вибрации.

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### Интерферометр Майкельсона с лазерным источником света

В основу интерференционного метода измерения параметров вибраций положен интерферометр Майкельсона с лазерным источником излучения и одновременной регистрацией двух интерференционных сигналов со взаимным фазовым сдвигом между ними.

Упрощенная схема интерферометра Майкельсона с фотоэлектрической регистрацией представлена на рис. 1. Излучение лазера LS делится при помощи светоделительного куба BS на два пучка, направляемых на зеркала M1 и M2. Отразившиеся от зеркал лучи снова объединяются посредством делительного куба BS и направляются на фотоприемник PD. Фотоприемник PD преобразует мощность интерференционного взаимодействия световых волн, пришедших из плеч интерферометра, в напряжение  $U(t)$ , зависимость которого от времени и является выходным измерительным сигналом интерферометра.

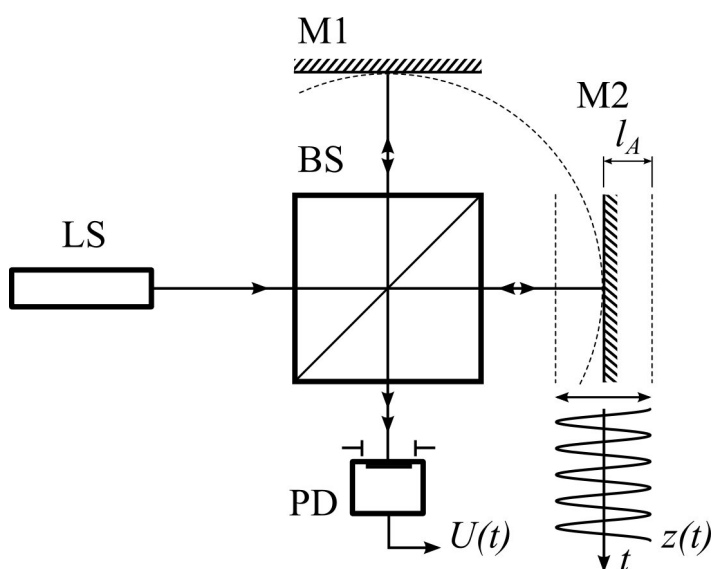


Рис. 1 – Схема интерферометра Майкельсона с лазерным источником света, осциллирующим зеркалом и фотоэлектрической регистрацией сигнала

Одно из зеркал интерферометра, например М2, совершает колебательные движения с постоянной частотой  $f$  и амплитудой  $z_A$  по гармоническому закону:

$$z(t) = z_O + z_A \cos(2\pi ft), \quad (1)$$

где  $z_O$  - среднее положение зеркала. Тогда закон изменения фазы волны, отраженной от зеркала М2, может быть записан как:

$$\varphi_2(t) = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot z(t), \quad (2)$$

где  $\lambda_0$  - центральная длина волны излучения лазера.

На рис. 2 изображена зависимость смещения зеркала М2 от времени  $z(t)$  – закон движения зеркала. Эта кривая является результатом численного расчета с использованием уравнения (1) при следующих параметрах:  $\lambda_0 = 632.8$  нм,  $z_A = 2\lambda_0$ ,  $z_O = 0$ ,  $f = 79$  Гц. Моменты времени, в которые функция  $z(t)$  становится равной нулю, соответствуют такому положению зеркала М2, при котором оптические длины путей в обоих плечах интерферометра равны. Смещение зеркала М2 приводит к изменению оптической длины пути в этом плече интерферометра и, следовательно, к изменению оптической разности хода между двумя интерферирующими лазерными пучками – опорным, отраженным от неподвижного зеркала М1, и измерительным, отраженным движущимся зеркалом М2, вызывая тем самым изменение условий интерференции между ними. При движении зеркала интенсивность суммарного поля в плоскости светочувствительного элемента фотоприемника РД последовательно усиливается и ослабляется, в соответствии с этим напряжение на выходе фотоприемника  $U(t)$  принимает максимальное и минимальное значения.

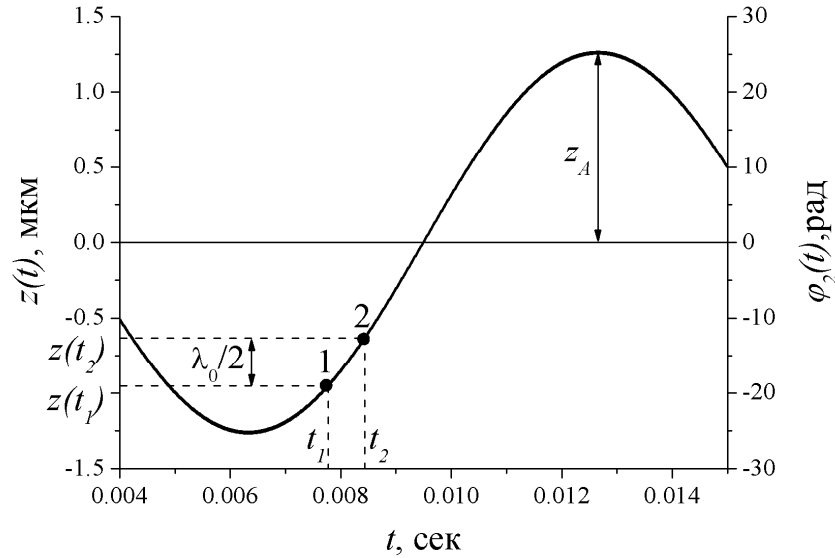


Рис. 2 – Закон движения зеркала интерферометра (левая ось) и соответствующий закон изменения фазы волны, отраженной от движущегося зеркала (правая ось)

В большинстве случаев вибрационное движение объекта может быть описано уравнением (1), или более сложным, в случае комбинации нескольких гармонических составляющих, или затухающих колебаний. Задача виброметрии, таким образом, заключается в восстановлении закона движения исследуемого объекта в виде графика зависимости положения объекта (или его пространственной координаты) от времени, как, например, на рис. 2. Оговоримся, при этом, что объект движется вдоль одной координаты параллельной оптической оси интерферометра. В действительности объект может двигаться произвольно, но с использованием одного интерферометра можно различить движение объекта только вдоль указанного направления. Тандем из нескольких интерферометров позволяет детектировать перемещение объекта по нескольким направлениям. Эти направления также будут определяться ориентацией оптических осей соответствующих интерферометров.

Измеряемой величиной в рассматриваемой системе является напряжение, снимаемое с выхода фотоприемника. С течением времени это напряжение будет изменяться:

$$U(t) = U_0 + U_A \cos(\Delta\varphi(t)), \quad (3)$$

где  $U_0$  - постоянная составляющая,  $U_A$  - амплитуда сигнала,  $\Delta\varphi(t) = \varphi_2(t) - \varphi_1(t)$  - переменная во времени разность фаз между интерферирующими волнами,  $\varphi_2(t)$  - фазовая задержка волны, отраженной от зеркала

$M_2$ ,  $\varphi_1(t)$  - фазовая задержка волны, отраженной от зеркала  $M_1$ . Зеркало  $M_1$  можно считать неподвижным,  $\varphi_1(t) = \varphi_1$ , так что  $\Delta\varphi(t)$  с точностью до постоянного слагаемого определяет фазовую задержку волны, отраженной зеркалом  $M_2$ . Выражение (3) описывает интерференционный сигнал – интерферограмму. Это выражение можно использовать для численного расчета фотоэлектрического сигнала интерферометра, зеркало которого движется согласно уравнению (1). Результат такого расчета представлен на рис. 3.

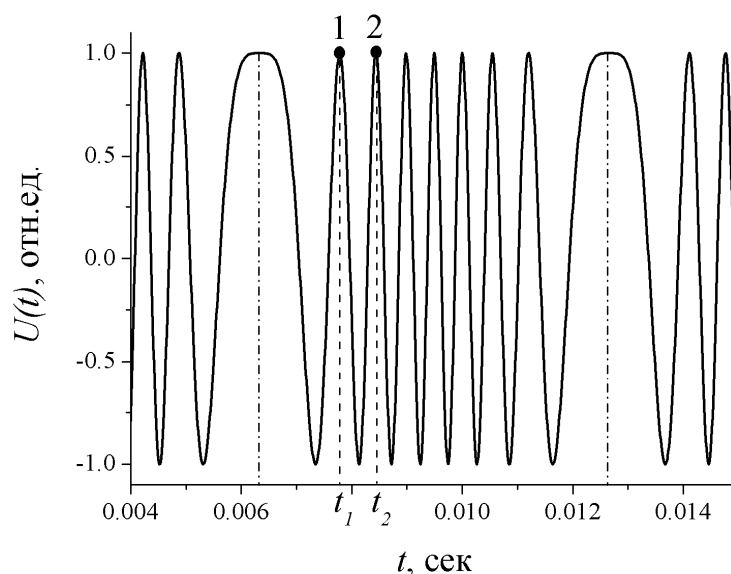


Рис. 3 – Интерферограмма движущегося зеркала, представленная зависимостью напряжения на выходе фотоприемника от времени

Графики на рис. 2 и 3 позволяют пронаблюдать за характером изменения интерференционного сигнала в зависимости от смещения зеркала. Перемещение зеркала, которому соответствует сигнал на рис. 3, происходит по гармоническому закону с амплитудой  $z_A = 2\lambda_0$ . Локальные максимумы и минимумы графика закона движения зеркала соответствуют точкам остановки зеркала и смены направления движения. На рис. 3 эти моменты времени отмечены штрихпунктирной линией. Между точками остановки происходит последовательное увеличение и уменьшение скорости движения зеркала, достигая максимума в середине траектории движения. Такое движение зеркала приводит к частотно-модулированному характеру интерференционного сигнала. В точках остановки зеркала мгновенная частота интерференционного сигнала  $f_S$ , которая может быть определена в соответствии с выражением

$$f_S = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} [\Delta\varphi(t)], \quad (4)$$

минимальна и увеличивается до максимального значения, которое принимает в тот момент, когда скорость движения зеркала максимальна.

График на рис. 3 может быть представлен в шкале разности хода  $\Delta(t)$ , или в шкале смещений зеркала  $M2$   $z(t) = \Delta(t)/2$ . В этом случае интерференционный сигнал будет иметь вид, изображенный на рис. 4. На этом рисунке выделен участок интерференционного сигнала между двумя соседними точками остановки, отмеченный на рис. 3 штрихпунктирными линиями. Не сложно убедиться, что любой другой участок интерференционного сигнала также будет сосредоточен в диапазоне смещений зеркала  $M2$  от  $-z_A$  до  $+z_A$ , в рассматриваемом случае полностью накладываясь на кривую на рис. 4. Период каждой полной осцилляции в таком представлении сигнала равен половине центральной длины волны  $\lambda_0/2$ .

Таким образом, количество осцилляций, укладывающихся между двумя соседними точками остановки, указывает диапазон перемещения зеркала  $2z_A$ . Например, для рассматриваемого случая число осцилляций между двумя точками остановки равно  $N = 8$ , что соответствует диапазону перемещений зеркала  $2z_A = N \cdot \lambda_0/2 = 4\lambda_0$ .

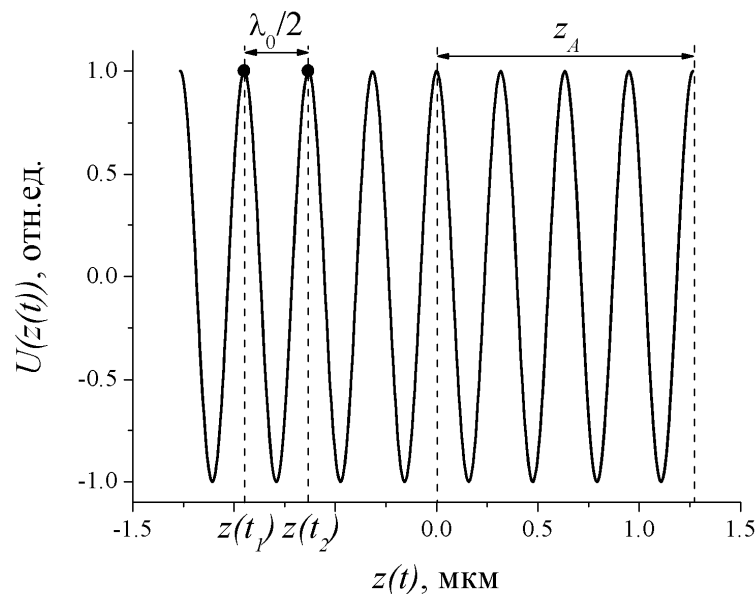


Рис. 4 – Интерферограмма движущегося зеркала, представленная зависимостью напряжения на выходе фотоприемника от величины смещения зеркала

Сигналы на рис. 3 и 4 могут быть использованы для непосредственного восстановления информации о средней скорости зеркала на некотором участке движения. Для примера возьмем участок кривой, заключенный между точками 1 и 2 (рис. 2 и 3). Зеркало проходит за время  $\Delta t = t_2 - t_1$  расстояние равное  $\Delta z = |z(t_2) - z(t_1)| = \lambda_0/2$ , что следует из рис. 3 и 4. Следовательно, средняя скорость на участке траектории между точками 1 и 2 может быть оценена как  $\bar{v} = \Delta z / \Delta t$ . Аналогичную операцию можно повторить и для других пар точек на других расстояниях друг от друга.

Такой способ оценки средней скорости движения исследуемого объекта получил название метода счета полос. Он позволяет получить информацию о параметрах движения объекта непосредственно из интерференционного сигнала фактически без дополнительной его обработки. Основные ограничения данного способа следуют из самого определения – усредненный характер рассчитанных параметров (скорости и ускорения) и относительно невысокая точность, как правило, не превышающая десятых долей  $\lambda_0$ .

Для преодоления указанных ограничений разработан метод лазерной интерференционной виброметрии, основанный на регистрации двух выходных интерференционных сигналов в так называемом квадратурном режиме с последующей фазовой демодуляцией.

### **Формирование сигналов в квадратурном режиме**

Выражение (3) позволяет предположить, что  $\Delta\varphi(t)$  можно вычислить непосредственно из интерференционного сигнала. Действительно, считая  $U_O$  и  $U_A$  постоянными, не зависящими от времени,  $\Delta\varphi(t)$  можно выразить как функцию арккосинуса от величины  $U_p(t) = (U(t) - U_O) / U_A$ , нормировав ее на единицу. Однако по значению косинуса угла, в силу периодичности этой функции, нельзя однозначным образом определить величину самого угла, в чем можно убедиться, построив функцию косинуса, как это сделано на рис. 5.

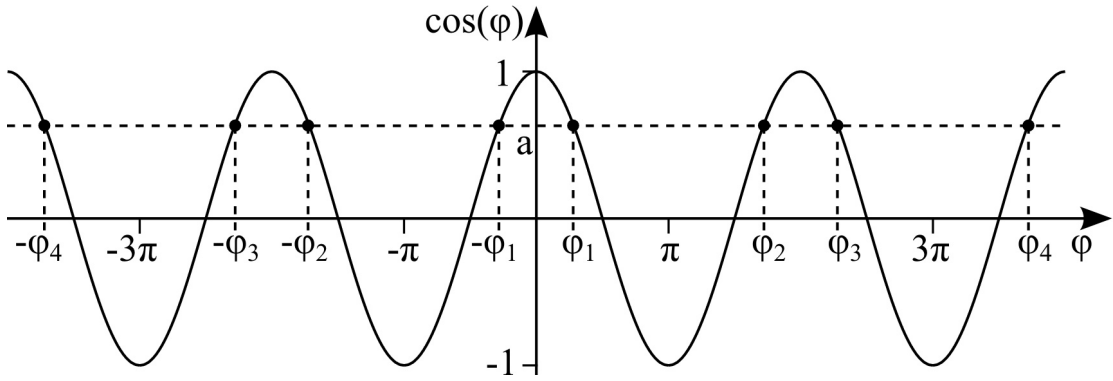


Рис. 5 – График функции  $\cos(\varphi)$  показывает, что одному значению  $\arccos(a)$  удовлетворяют значения углов  $\pm\varphi_1, \pm\varphi_2, \pm\varphi_3$ , причем  $\varphi_3=2\pi+\varphi_1$ , а  $\varphi_2=2\pi-\varphi_1$

Функция арккосинуса однозначно определена только для углов в интервалах  $[0; \pi]$ ,  $[\pi; 2\pi]$  и т.д. Внутри каждого из этих интервалов числу  $a$  соответствует единственное значение угла  $\varphi$ . При этом в самом сигнале  $U(t)$  отсутствует информация о номере полупериода, для которого в данный момент времени следует рассчитывать  $\Delta\varphi(t)$ .

Предположим, что одновременно с сигналом, описываемым уравнением (3), на выходе интерферометра можно зарегистрировать сигнал, имеющий фазовый сдвиг в  $\pi/2$  радиан относительно первого:

$$\begin{aligned} U^{(1)}(t) &= U_O^{(1)} + U_A^{(1)} \cos(\Delta\varphi(t)) \\ U^{(2)}(t) &= U_O^{(2)} + U_A^{(2)} \cos\left(\Delta\varphi(t) - \frac{\pi}{2}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Назовем такие сигналы синфазным и квадратурным, соответственно.

На практике несложно исключить из этих сигналов постоянные составляющие  $U_O^{(1)}$  и  $U_O^{(2)}$ , как путем аналоговой фильтрации, так и средствами численной обработки оцифрованных сигналов и нормировать каждый из сигналов на величины  $U_A^{(1)}$  и  $U_A^{(2)}$  соответственно. После этого отношение  $U^{(2)}(t)$  к  $U^{(1)}(t)$  примет вид:

$$U_p(t) = \frac{U^{(2)}(t)}{U^{(1)}(t)} = \frac{\cos\left(\Delta\varphi(t) - \frac{\pi}{2}\right)}{\cos(\Delta\varphi(t))} = \frac{\sin(\Delta\varphi(t))}{\cos(\Delta\varphi(t))} = \operatorname{tg}(\Delta\varphi(t)), \quad (6)$$

из которого можно восстановить значение  $\Delta\varphi(t)$  в любой момент времени, в который будет известно значение функции  $U_p(t)$ :



$$\Delta\varphi(t) = \arctg(U_p(t)) + n \cdot \pi, \quad (7)$$

где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Из выражения (6) и рис. 6 следует, что при таком способе вычисления  $\Delta\varphi(t)$  также возникает неопределенность, вызванная периодичностью функции тангенс. Однако характер этой периодичности позволяет с достаточной точностью установить момент начала следующего периода. Это особенность заключается в том, что начало каждого нового периода сопряжено с разрывом функции  $\text{tg}(\varphi)$ . Каким образом это находит применение при обработке интерференционного сигнала?

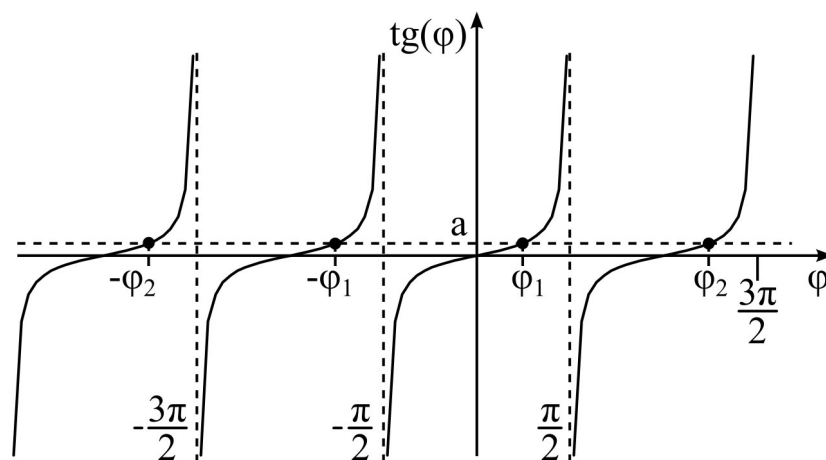


Рис. 6 – График функции  $\text{tg}(a)$  показывает, что одному значению  $\arctg(a)$  удовлетворяют значения углов  $\pm\varphi_1, \pm\varphi_2$ , где  $\varphi_2 = \varphi_1 + \pi$

Вспользуемся предложенным методом в отношении интерференционного сигнала на рис. 3. Его синфазная составляющая нам уже известна, а квадратурную можно рассчитать при тех же параметрах, воспользовавшись вторым уравнением из системы (5). После этого можно воспользоваться уравнениями (6) и (7). Результат операции проиллюстрирован на рис. 7, на котором изображена восстановленная зависимость  $\Delta\varphi(t)$ . Для наглядности полученная зависимость представлена в виде отдельных точек данных, соединенных непрерывной кривой. Следует обратить внимание, что в моменты времени, когда значение фазы  $\Delta\varphi(t)$  становится кратно  $\pm \pi/2$  радиан, функция  $\Delta\varphi(t)$  испытывает разрыв. К примеру, на графике стрелками отмечены две точки данных в следующие друг за другом моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ . В момент времени  $t_1$  значение восстановленной фазы  $\Delta\varphi(t_1)$  положительно и с

точностью, определяемой периодом дискретизации сигнала  $dt$ , равно  $\pi/2$  радиан -  $\Delta\varphi(t_1) = \pi/2 \pm \Delta\varphi(dt)$ . В момент времени  $t_2$  значение восстановленной фазы сигнала меняет знак и становится равным  $\Delta\varphi(t_2) = -\pi/2 \pm \Delta\varphi(dt)$ . Каким бы малым ни был период дискретизации  $dt = t_2 - t_1$  теоретически рассчитанного, или экспериментально зарегистрированного сигнала  $U(t)$ , в восстановленной из интерферограммы зависимости  $\Delta\varphi(t)$  будут присутствовать разрывы фазы.

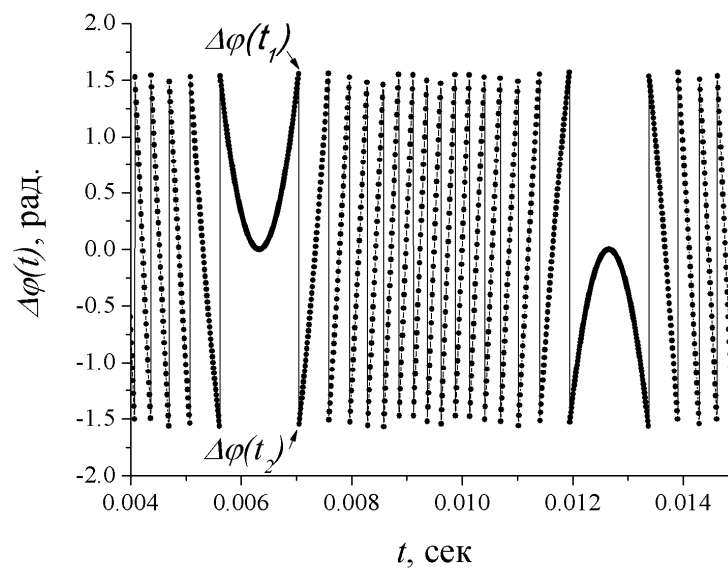


Рис. 7 – Закон изменения фазы волны, отраженной движущимся зеркалом, восстановленный из интерференционного сигнала

Чтобы исключить разрывы фазы и получить значение  $\Delta\varphi(t)$  в любые моменты времени, в которые эта функция определена, необходимо выполнить так называемую операцию развертки фазы. Суть этой операции заключается в том, что сравниваются два соседних значения  $\Delta\varphi(t_1)$  и  $\Delta\varphi(t_2)$ , и в том случае, если разность  $\delta\varphi = \Delta\varphi(t_2) - \Delta\varphi(t_1)$  по модулю превышает  $\pi$  радиан, от  $\Delta\varphi(t_2)$  и всех последующих отсчетов отнимается  $\pi$  радиан со знаком  $\delta\varphi$ , так что истинное значение  $\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi(t) - \text{sign}(\delta\varphi) \cdot \pi$ , для  $t \geq t_2$ , после чего действие повторяется для каждого разрыва, присутствующего в восстановленном сигнале. Графическая интерпретация описанной процедуры дана на рис. 8.

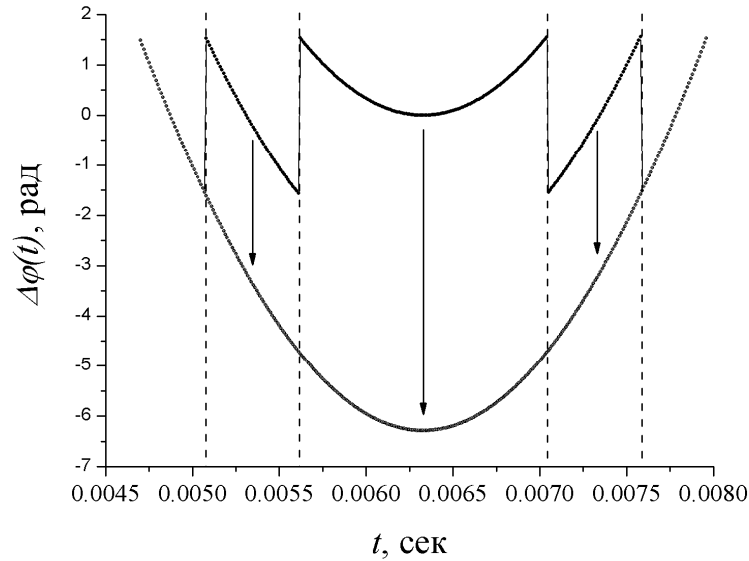
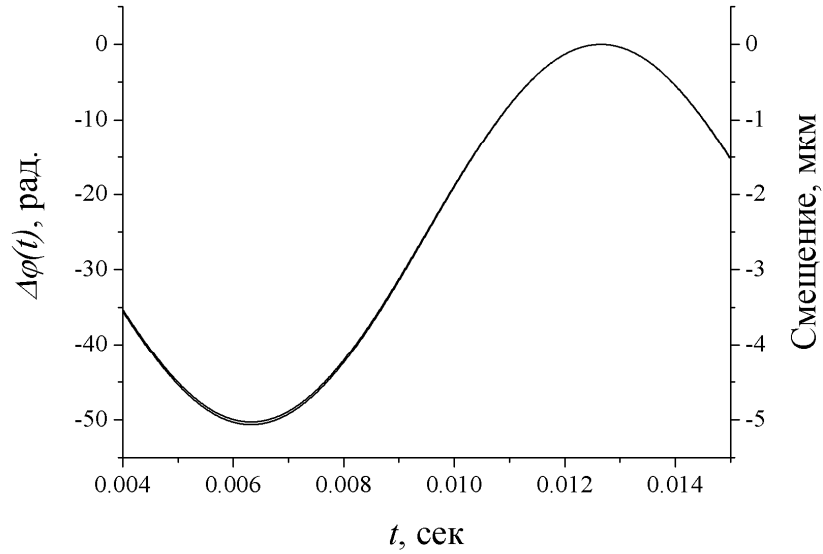
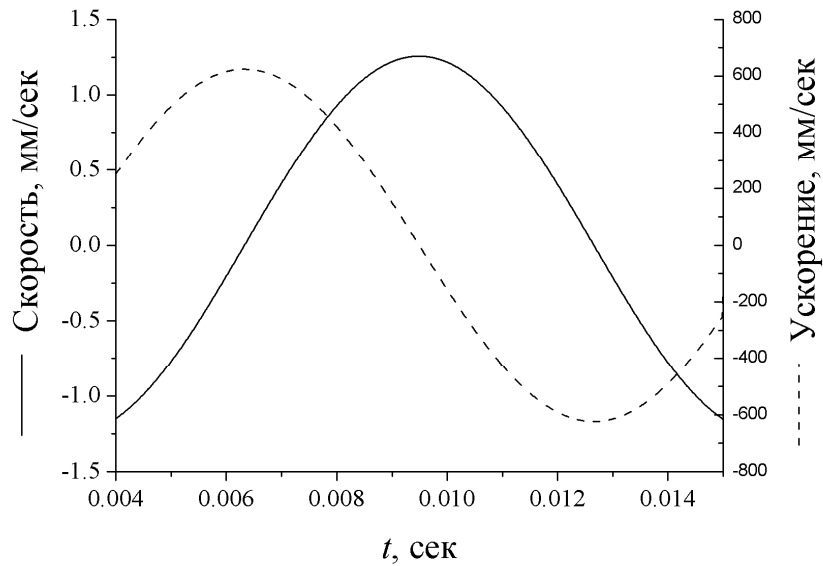


Рис. 8 – Графическая интерпретация процедуры развертки фазы

На рис. 9а приведена восстановленная зависимость  $\Delta\varphi(t)$ . Чтобы убедиться в правильности выполненных действий, рис. 9а следует сравнить с рис. 2. Из сравнения двух кривых следует, что характер движения восстановлен с точностью до аддитивной составляющей: график на рис. 9а смещен вниз относительно графика на рис. 2. Этот эффект также является следствием неопределенности при восстановлении фазы путем вычисления арктангенса отношения квадратурных сигналов. Значение фазы в начальный момент времени всегда будет лежать в пределах  $[-\pi/2, \pi/2]$ . Восстановленный закон движения зеркала дает возможность расчета других параметров движения, таких как скорость и ускорение, что продемонстрировано на рис 9б.



а)



б)

Рис. 9 – а) закон движения зеркала, восстановленный из интерференционного сигнала и подвергнутый операции развертки фазы; б) изменение скорости и ускорения зеркала в процессе движения

### Формирование квадратурных сигналов в интерферометре Майкельсона

Для получения синфазного и квадратурного сигналов в интерферометре Майкельсона используются дополнительные оптические поляризационные элементы. Схема модифицированного интерферометра Майкельсона представлена на рис.10. В качестве источника используется лазер PLS с линейно поляризованным излучением. Лазерный пучок направляется в интерферо-

метр Майкельсона, в котором в качестве светоделителя используется делительный куб NPBS нечувствительный к поляризации излучения. Такой светоделительный куб необходим, чтобы в равной степени отражать и пропускать линейно поляризованное излучение. После делительного куба NPBS один луч направляется на исследуемый движущийся объект, роль которого в данном случае играет зеркало M2, а второй в опорное плечо интерферометра. В опорном плече интерферометра установлена фазовая пластина  $\lambda/8$  – WP. В результате двукратного прохождения света через фазовую пластину, между обыкновенной и необыкновенной волнами в опорном плече возникает искомая разность фаз  $\pi/2$  радиан. Дальнейшая задача заключается в том, чтобы пространственно разделить эти две составляющие опорной волны, а затем каждую в отдельности сложить с измерительной волной, отраженной от зеркала M2. Для этого используется поляризационный светоделительный куб PBS, который пропускает свет с одним направлением поляризации и отражает свет с ортогональным первому направлению поляризации. Так как обыкновенная и необыкновенная волны поляризованы во взаимно ортогональных направлениях, то одна из них отразится делительной гранью поляризационного светоделительного куба, а другая пройдет через эту грань. При этом необходимо, чтобы главные направления фазовой пластины совпадали с главными направлениями поляризационного делителя. В противном случае будет невозможно полностью разделить ортогонально поляризованные составляющие опорной волны по двум каналам регистрации, и выходные сигналы каждого из фотоприемников PD1 и PD2 будут описываться суммой  $U^{(1)}(t)$  и  $U^{(2)}(t)$ .

Предметная волна будет делиться поляризационным кубом на равные части в том случае, если плоскость поляризации этой волны будет составлять угол  $45^\circ$  с оптической осью делителя. Добиться этого можно поместив дополнительную фазовую пластину  $\lambda/2$  HWP непосредственно после источника, при помощи которой можно вращать плоскость поляризации исходного излучения на входе в интерферометр.

За поляризационным делителем по ходу луча располагаются два фотоприемника PD1 и PD2. Они регистрируют результат интерференции предметной волны и ортогонально поляризованных составляющих опорной вол-

ны, формируя тем самым синфазную и квадратурную составляющие интерференционного сигнала.

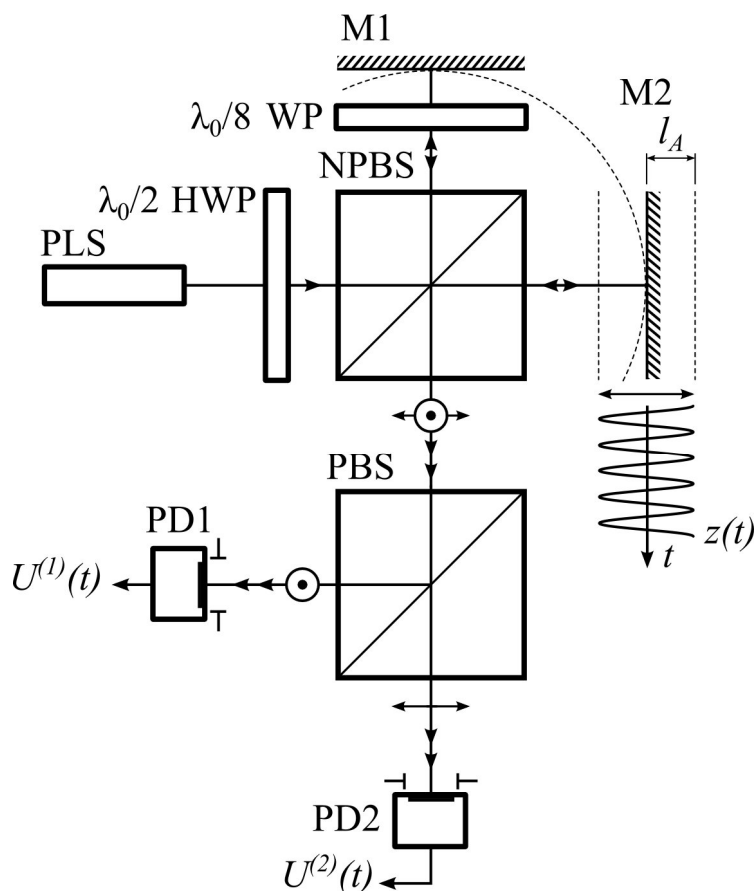


Рис. 10 – Схема модифицированного интерферометра Майкельсона для получения интерференционного сигнала в квадратурном режиме

### **Влияние амплитудного и фазового рассогласования квадратурных сигналов на процесс восстановления закона движения объекта**

Сигнал на рис. 3 и восстановленный из этого сигнала закон движения зеркала на рис. 9 иллюстрируют собой случай гармонических колебаний исследуемого объекта, системы с идеальными оптическими элементами и фотоприемников, в которых отсутствуют паразитные шумы. На практике каждый из входящих в измерительную систему элементов вносит свои существенные погрешности, влияющие не только на точность измерений, но и на принципиальную возможность этих измерений. Рассмотрим подробнее каждый из элементов изучаемой системы с точки зрения вносимых в измеряемый сигнал шумов.

Излучение лазера характеризуется временной нестабильностью мощности излучения и флуктуацией центральной длины волны спектра излучения. Это выражается в случайном характере зависимости величин  $U_O^{(1)}(t)$ ,  $U_A^{(1)}(t)$  и  $U_O^{(2)}(t)$ ,  $U_A^{(2)}(t)$  в уравнениях (5) от времени, а также в случайной зависимости от времени  $\lambda_0(t)$ , входящей в уравнение (2). Для минимизации указанных эффектов используют лазеры со стабилизацией частоты излучения.

Приемно-регистрирующая часть представлена главным образом фотоприемниками, осуществляющими преобразование мощности оптического излучения в фототок, его последующее усиление и преобразование в напряжение, и устройствами аналого-цифрового преобразования. Наличие собственных шумов и нелинейность амплитудно-частотной характеристики фотоприемников, а также ошибки квантования, возникающие при аналого-цифровом преобразовании, тоже приводят к амплитудному рассогласованию квадратурных сигналов и могут быть введены в рассмотрение путем моделирования постоянных составляющих и амплитуд интерференционных сигналов.

Значимым фактором, определяющим достоверность результатов измерений, является соблюдение условия равенства разности фаз между квадратурными сигналами  $\pi/2$  радиан. Соблюдение этого условия зависит от многих факторов, основным из которых является качество изготовления фазовых пластин и светоделительных кубов. Дополнительным источником ошибок на этом этапе являются фазовые сдвиги, возникающие при отражении интерферирующих волн от оптических элементов и поверхности исследуемого объекта.

Для учета эффектов фазового рассогласования квадратурных сигналов при численном анализе в одно из уравнений (5) в аргумент косинуса достаточно ввести дополнительное слагаемое  $\psi(t)$ , которое в общем случае будет случайным образом зависеть от времени.

Для упрощения анализа достаточно считать отличной от нуля только постоянную составляющую второго сигнала  $U_O^{(2)}(t) = U_O(t)$  и отличной от единицы только амплитуду  $U_A^{(2)}(t) = U_A(t)$ . Тогда уравнения (5) примут окончательный вид, удобный для численных расчетов:

$$\begin{aligned} U^{(1)}(t) &= \cos(\Delta\varphi(t)) \\ U^{(2)}(t) &= U_O(t) + U_A(t)\sin(\Delta\varphi(t) + \psi(t)), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $U_O(t)$  и  $U_A(t)$  определяют амплитудное рассогласование квадратурных сигналов, а слагаемое  $\psi(t)$  позволяет учесть фазовое рассогласование.

Анализ модели, описанной при помощи уравнений (8), удобно проводить в координатной плоскости  $(U^{(1)}(t), U^{(2)}(t))$ . Такой график зависимости двух сигналов друг от друга именуется фигурами Лиссажу.

Для начала предположим, что постоянная составляющая сигнала  $U^{(2)}(t)$  отсутствует,  $U_O(t) = 0$ , а амплитуды квадратурных сигналов одинаковы, так что  $U_A(t) = 1$ . Также допустим, что между сигналами отсутствует дополнительный фазовый сдвиг  $\psi(t) = 0$ . Фигура Лиссажу для такого случая представлена на рис. 11. Из этого рисунка следует, что в некоторый момент времени  $t_0$  регистрируемые сигналы принимают значения  $U^{(1)}(t_0)$  и  $U^{(2)}(t_0)$ , отношение которых позволяет определить тангенс угла  $\Delta\varphi(t_0)$ , образованного радиус-вектором, проведенным из начала координат в точку с координатами  $(U^{(1)}(t_0), U^{(2)}(t_0))$ .

Подобное представление имеет важное практическое и методологическое значение. Проводя аналогию с комплексными числами можно ввести в рассмотрение комплексный аналитический сигнал  $V(t)$ , действительная часть которого дается синфазной составляющей интерференционного сигнала  $U^{(1)}(t)$ , а мнимая – квадратурной составляющей  $U^{(2)}(t)$ :  $V(t) = U^{(1)}(t) + i \cdot U^{(2)}(t)$ . Аналитический сигнал также является функцией времени и может быть интерпретирован как вектор, вершина которого с течением времени описывает в комплексной плоскости некоторую траекторию. Скорость вращения вектора зависит от частоты интерференционного сигнала и определяется скоростью перемещения объекта, а направление вращения вектора указывает направление перемещения. Тогда фаза комплексного аналитического сигнала в любой момент времени может быть вычислена как:

$$\operatorname{tg}(\Delta\varphi(t)) = \frac{\operatorname{Im}(V(t))}{\operatorname{Re}(V(t))}. \quad (9)$$



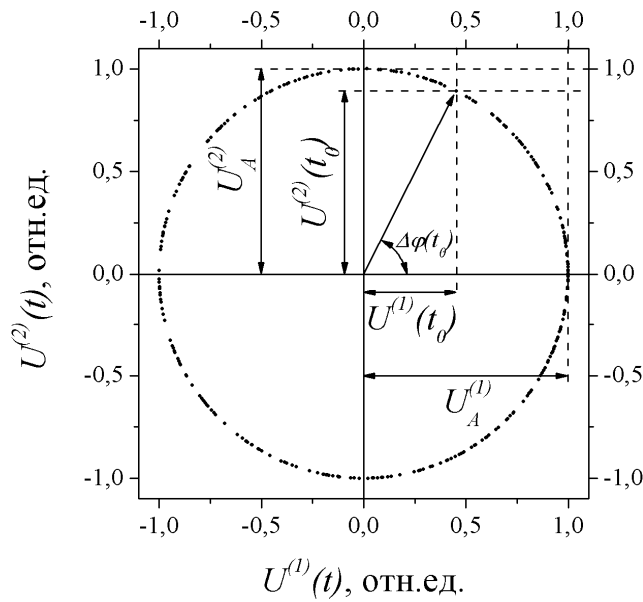


Рис. 11 – Фигура Лиссажу для двух квадратурных сигналов, заданных уравнениями (7)

Две следующие диаграммы иллюстрируют возможные случаи амплитудного и фазового рассогласования квадратурных сигналов и характерные ошибки, возникающие при восстановлении закона движения объекта в таких случаях. На рис. 12 представлены варианты фигур Лиссажу и восстановленных графиков закона движения объекта для случаев постоянного во времени рассогласования квадратурных сигналов. Для расчета картин на рис. 12а в уравнениях (8) было принято  $\psi(t) = \pi/3$ . Тем самым вводилось постоянное во времени фазовое рассогласование сигналов при сохранении равенства амплитуд сигналов.

Рис. 12б и 12в демонстрируют два возможных случая амплитудного рассогласования сигналов. Как видно из соответствующих фигур Лиссажу в первом случае не равны амплитуды сигналов (в уравнениях (8) было использовано  $U_A(t) = 0.3$ ), во втором – квадратурный сигнал имеет отличную от нуля постоянную составляющую  $U_O = 0.8$ . Как видно из рисунков 12а, 12в, несмотря на существенное искажение графика закона движения объекта, он дает верное общее представление о характере движения. Наконец, рис. 12г описывает вариант совокупного влияния и амплитудного и фазового рассогласования квадратурных сигналов, когда одновременно выполняются все условия:  $\psi(t) = \pi/3$ ,  $U_A(t) = 0.3$  и  $U_O = 0.8$ . Из рисунка следует, что сочетание всех трех факторов приводит к ситуации, когда закон движения объекта не может быть восстановлен.

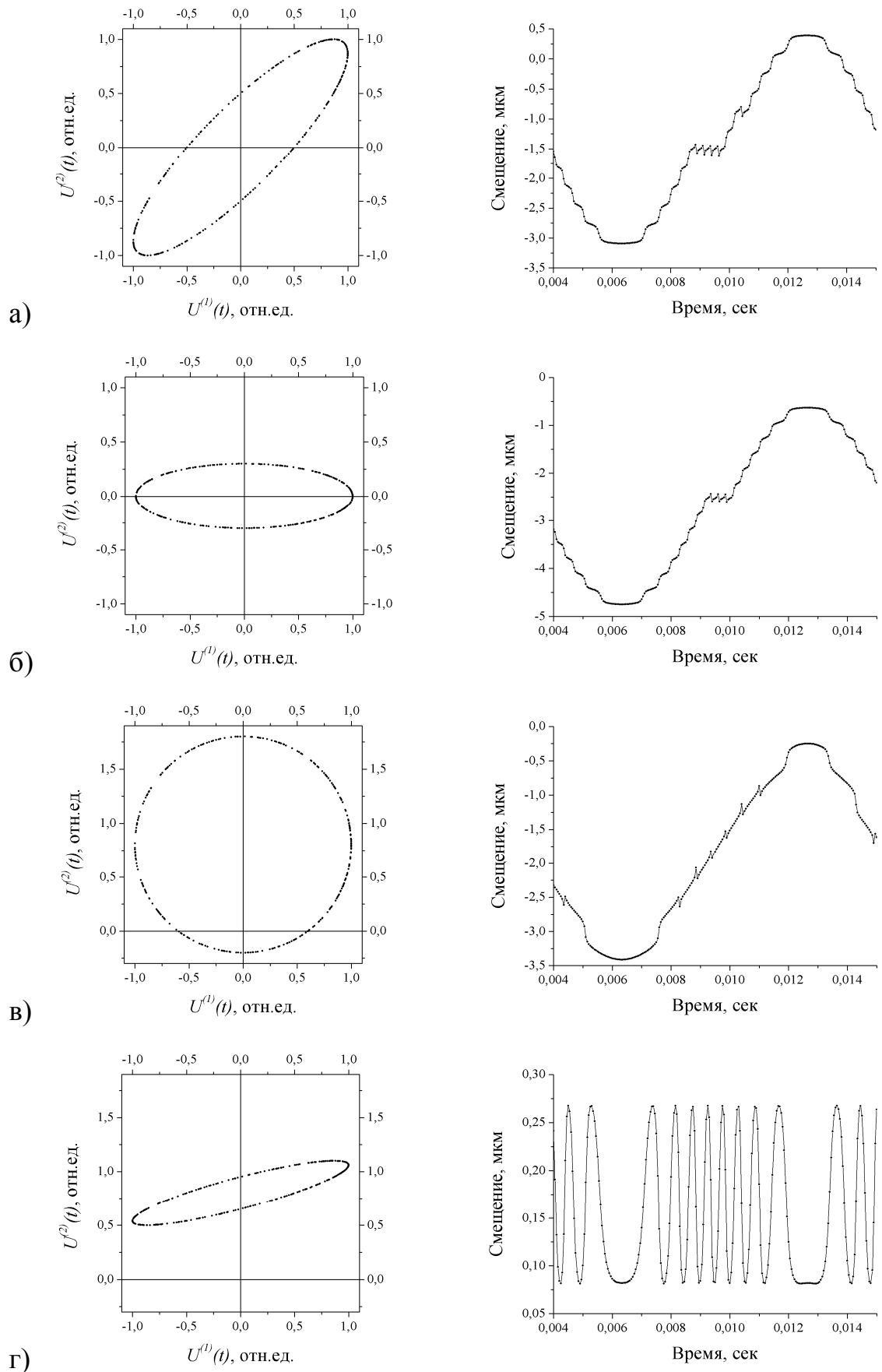
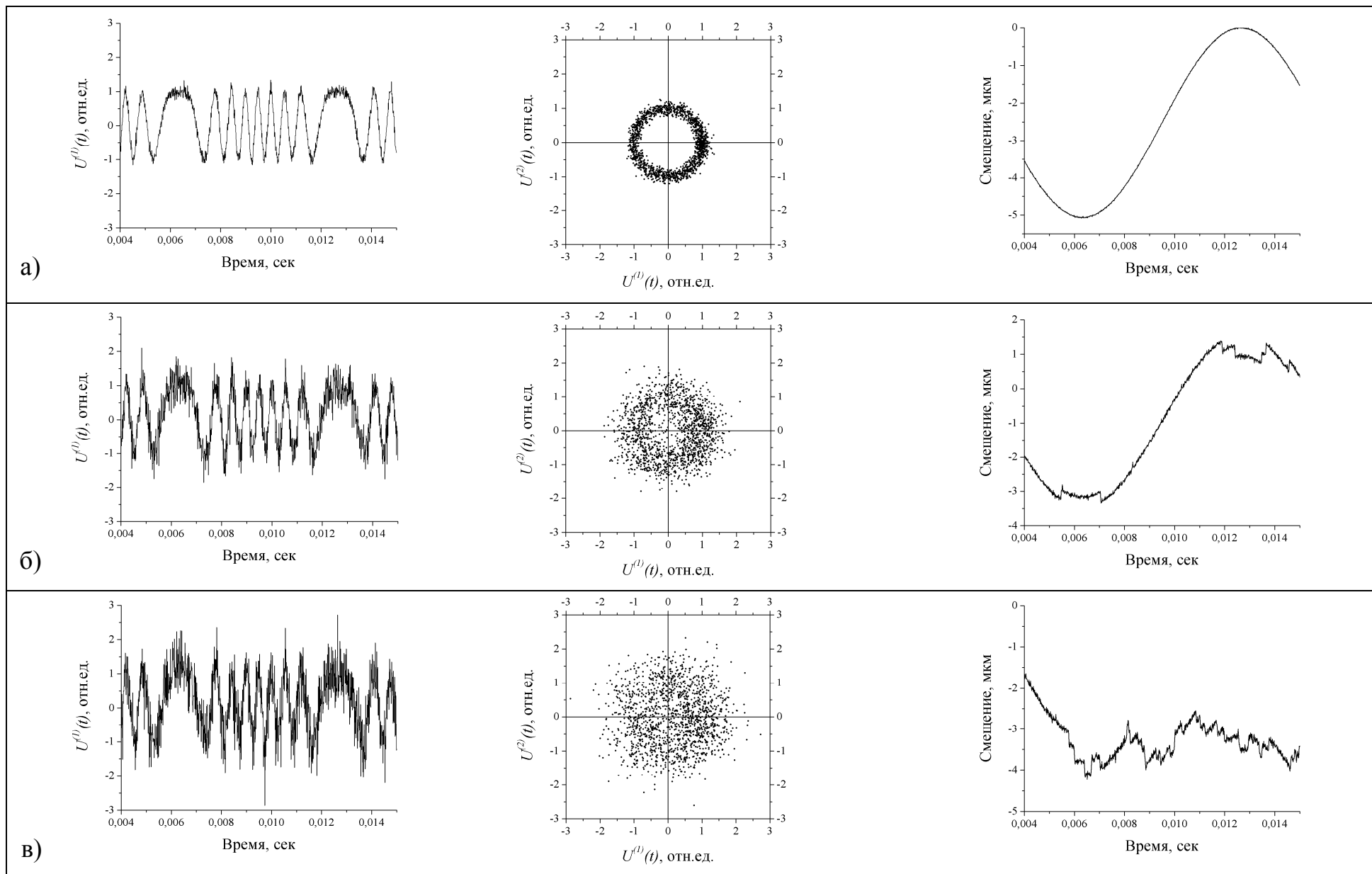


Рис. 12 – Вероятные ошибки, которые могут возникать при восстановлении закона движения объекта, вызванные амплитудным и фазовым рассогласованием квадратурных сигналов

ЛОВ

Наличие постоянной составляющей, равно как неравенство амплитуд квадратурных сигналов, можно легко исключить, как путем аналоговой фильтрации фотоэлектрических сигналов, так и путем численной обработки оцифрованных сигналов. Постоянное во времени фазовое рассогласование может быть исключено при помощи дополнительных фазовых компенсаторов. Большую проблему представляют флуктуирующие во времени фазовые набег и амплитуды интерференционных сигналов.

Присутствие аддитивных шумов в фотоэлектрическом сигнале может быть введено в рассмотрение путем задания соответствующей функции времени  $U_o(t)$ . Например, пусть постоянная составляющая квадратурного сигнала  $U_o(t)$  изменяется случайно во времени по нормальному закону со средним значением  $\langle U_o(t) \rangle = 0$  и стандартным отклонением  $\sigma$ : а) – 0.1, б) – 0.35, в) – 0.5, с частотой сравнимой с частотой интерференционного сигнала. Результат расчетов с такими параметрами представлен на рис. 13. Для общности представления кроме фигур Лиссажу и восстановленного закона движения зеркала на этих рисунках изображен один из интерференционных сигналов для каждого из рассматриваемых случаев. Для промежуточного варианта  $\sigma = 0.35$  сохраняется возможность восстановления графика перемещений зеркала, однако возникают ошибки в работе алгоритма развертки фазы, что приводит к появлению разрывов в восстановленном сигнале. Однако эти ошибки носят явный характер и могут быть устранены при последующей обработке. Дальнейшее увеличение разброса значений  $U_o(t)$  приводит к неустраняемому искажению восстановленного сигнала. Аналогичным образом можно проанализировать влияние  $\psi(t)$ .



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

**Приборы и принадлежности:** лазерный интерференционный виброметр на базе интерферометра Майкельсона, генератор сигналов, компьютер, осциллограф (опционально).

### Задания

*Численные расчеты:*

1. Пользуясь системой уравнений (8), рассчитать квадратурные интерференционные сигналы для случая, когда  $\psi(t)$  случайно изменяется во времени. Результаты представить в виде интерференционных сигналов  $U^{(1)}(t)$  и  $U^{(2)}(t)$ , соответствующей им фигуры Лиссажу и восстановленного закона движения. Рассмотреть несколько случаев среднего значения  $\langle \psi(t) \rangle$  и стандартного отклонения. Отдельно рассмотреть ситуацию, когда  $\psi(t)$  изменяется значительно медленнее интерференционных сигналов  $U^{(1)}(t)$  и  $U^{(2)}(t)$ . Проанализировать результаты и определить условия, при которых восстановление закона движения становится невозможным.
2. Проанализировать возможность восстановления закона движения в случае ангармонических колебаний объекта. Для этого воспользоваться уравнениями (8) и (2), подобрав соответствующее выражение для  $z(t)$ . Результаты представить в виде аналогичном заданию 1.
3. Изменить уравнение (1) так, чтобы оно описывало затухающие колебания объекта. Полученное выражение использовать для численного расчета квадратурных интерференционных сигналов, соответствующих такому движению объекта. Из рассчитанных интерференционных сигналов восстановить закон движения объекта.

### *Предварительная настройка интерферометра:*

4. Нормальный режим работы интерферометра с двумя выходными интерференционными сигналами, находящимися в квадратурной зависимости, описывается фигурой Лиссажу, приведенной на рис. 11. При настройке интерферометра необходимо добиться максимально точного соответствия экспериментальной фигуры Лиссажу, наблюдаемой на экране осциллографа, теоретическому представлению на рис. 11. Для соответствующей настройки интерферометра используются поляризационные фильтры PA1 и PA2, установленные перед фотодетекторами PD1 и PD2, соответственно. Вращением светофильтров и фазовой пластины можно регулировать амплитуды интерференционных сигналов и величину фазового сдвига между ними. Для выполнения первичной настройки интерферометра необходимо выполнить следующие действия:

4.1. Включить питание гелий-неонового лазера PLS. Убедиться, что ход луча лазера соответствует схеме, изображенной на рис. 10. Перекрывая поочередно оптические пути в плечах интерферометра убедиться, что лучи, пришедшие из плечей интерферометра, совмещаются в одной точке на апертуре каждого из фотоприемников.

4.2. Включить питание фотоприемников.

4.3. Запустить программу ADCLab.exe

4.4. Включить генератор переменного напряжения, сигнал с которого подается на клеммы динамика, на котором закреплено зеркало M2.

4.5. Запустить сбор и отображение данных в программе ADCLab.exe.

4.6. Вращая поляризационные фильтры PA1 и PA2 и фазовую пластину, добиться сходства фигуры Лиссажу, наблюдаемой на экране программного осциллографа, с графиком на рис. 10.

### *Обработка экспериментальных интерферограмм:*

5. Самостоятельно разработать программу по обработке квадратурных интерференционных сигналов и восстановлению закона движения зеркала M2, воспользовавшись для этого теоретическим материалом, изложенным в руководстве.

6. Изменяя частоту напряжения питания динамика, на котором установлено зеркало М2, определить минимальную и максимальную допустимые частоты осцилляций зеркала, при которых возможно достоверно восстановить закон движения зеркала. Для каждого значения частоты питающего напряжения дополнительно зарегистрировать сигнал на выходе генератора. Сравнить данный сигнал с восстановленным законом движения зеркала. Объяснить различия.
7. Выполнить Задание 6 для различных значений питающего напряжения при фиксированной его частоте.

### **КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ**

1. Записать уравнение интерференции двух плоских монохроматических волн. Показать, как интенсивность суммарного поля связана с электрическим сигналом фотоприемника, регистрирующего результат интерференции.
2. Изобразить оптическую схему сканирующего интерферометра Майкельсона и пояснить принцип его работы.
3. Отобразить в одной шкале времени закон движения сканирующего зеркала в интерферометре Майкельсона и интерферограмму, наблюдаемую на выходе интерферометра. Обозначить на графиках характерные положения зеркала.
4. Каким образом осуществляется переход от представления интерферограммы в шкале времени к представлению интерферограммы в шкале разности хода в интерферометре?
5. Описать принцип работы метода счета полос.
6. Что такое квадратурные сигналы? Почему для восстановления закона движения необходимо наличие двух сигналов в квадратурном режиме?
7. Описать последовательность действий, которые необходимо выполнить, чтобы восстановить из квадратурных интерференционных сигналов закон движения объекта, законы изменения скорости и ускорения объекта от времени.
8. Изобразить схему модифицированного интерферометра Майкельсона, позволяющую сформировать два интерференционных сигнала, находящихся в квадратурной зависимости. Описать процедуру настройки такого интерферометра.

9. Качественно описать, какие факторы определяют достоверность измерений с использованием квадратурного лазерного интерференционного виброметра.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ ИСО 5347-1-96. Калибровка датчиков вибрации и удара. Часть 1 Первичная вибрационная калибровка методами лазерной интерферометрии.
2. Link A., von Martens H.-J. Amplitude and phase measurement of sinusoidal vibration in the nanometer range using laser interferometry // *Measurement*. – 1998. – V. 24. – P. 55-67.
3. von Martens H.-J. Interferometric counting methods for measuring displacements in the range  $10^{-9}$  m to 1 m // *Metrologia*. – 1987. – V. 24, N. 4. – P. 163-170.
4. von Martens H.-J. Current state and trends of ensuring traceability for vibration and shock measurements // *Metrologia*. – 1999. – V. 36, N. 4. – P. 357-373.
5. Dobosz M., Usuda T., Kurosawa T. Methods for the calibration of vibration pick-ups by laser interferometry: I. Theoretical analysis // *Meas. Sci. Technol.* – 1998. – V. 9. – P. 232-239.
6. Dobosz M., Usuda T., Kurosawa T. Methods for the calibration of vibration pick-ups by laser interferometry: II. Experimental verification // *Meas. Sci. Technol.* – 1998. – V. 9. – P. 240-249.
7. Usuda T., Dobosz M., Kurosawa T. Methods for the calibration of vibration pick-ups by laser interferometry: III. Phase-lag evaluation // *Meas. Sci. Technol.* – 1998. – V. 9. – P. 1672-1677.
8. Molin N.-E. Optical methods for acoustics and vibration measurements – *Handbook of acoustics*, Rossing T. D. Ed. Springer Science+Business Media, LLC New York. 2007.
9. Sill R. D. A quadrature laser interferometer for accelerometer calibration // *Endevco Technical paper 316*.
10. Шмальгаузен В.И. Интерферометры для изучения малых колебаний // *Успехи физических наук*. – 1980. – Т. 132, Вып. 4. – с. 679-684.