

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

А В Т О М Е Т Р И Я

2008, том 44, № 6

УДК 681.787

## АКТИВНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ С ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

**В. С. Соболев, Г. А. Кашеева**

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск*

*E-mail: sobolev@iae.nsk.su*

*Все существовавшие (в долазерную эпоху) типы источников света представляли собой устройства, которые радиоинженеры обычно называют генераторами шума, и все тонкие и оригинальные методы оптических измерений имели дело, по существу, с использованием шума. Изобретение лазера сразу же опрокинуло этот барьер. Это позволяет надеяться, что в будущем мы сможем управлять электромагнитными полями, генерируемыми на оптических и более высоких частотах, с той же самой точностью и с тем же разнообразием методов, которые стали обычными в радиотехнике.*

Р. Глаубер, лауреат Нобелевской премии по физике 2005 г. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М.: Мир, 1966

Представлено описание методов лазерной интерферометрии, основанной на явлениях оптической обратной связи и частотной модуляции в полупроводниковых лазерах. Дан анализ интерференционного сигнала для задач дальнометрии, оценки перемещений, измерения скоростей и параметров вибраций. Найдены и представлены соотношения между характеристиками движения исследуемых объектов и параметрами интерференционного сигнала. Отмечены такие преимущества нового направления интерферометрии, как сверхвысокая чувствительность к рассеянному свету, возможность оценки направления движения и получения информации с малых участков поверхности исследуемых объектов, простота конструкции и низкая стоимость соответствующих интерферометров.

**Введение.** Уникальные характеристики полупроводниковых лазеров открыли широкие перспективы дальнейшего развития высокоразрешающей спектроскопии, оптоэлектроники и метрологии. Высокая чувствительность этих лазеров к рассеянному излучению, считавшаяся ранее большим недостатком, в последнее время широко используется и привела к созданию нового направления в оптико-физических измерениях – интерферометрии с оптической обратной связью (Self-mix interferometry) [1–7], а возможность существенного (до десятков гигагерц) изменения частоты излучения простым изменением инжекционного тока создала предпосылки для разработки мето-

дов интерферометрии с частотной модуляцией [8–12]. Начало исследований по применению оптической обратной связи положила известная работа [13], где решена задача взаимодействия рассеянного излучения с активной средой полупроводникового лазера. Возможностям и особенностям частотной модуляции излучения этих лазеров посвящены работы [14, 15]. Актуальность исследований в области оптической обратной связи и ее применений подтверждается выходом в свет обобщающей монографии [16].

Интерес к этому направлению связан с тем, что традиционные методы и аппаратура лазерной интерферометрии не всегда удовлетворяют условиям современного научного эксперимента и измерений в промышленности, в частности условию надежной работы интерферометра при отражении света от диффузных, а не зеркальных поверхностей, что необходимо в дальнометрии, медицинской диагностике и при измерении вибраций. В отличие от классических интерферометров, содержащих большое количество оптических элементов и требующих тщательной юстировки, интерферометр с оптической обратной связью и частотной модуляцией имеет очень простую конструкцию. Он состоит из полупроводникового лазера и коллимирующей линзы и вовсе не требует юстировки. В этом плане стоимость такого прибора не сравнима со стоимостью стандартного интерферометра Майкельсона. Высокий коэффициент усиления активной среды полупроводникового лазера обеспечивает получение интерференционного сигнала даже от удаленных (до 3–5 м) и слабо рассеивающих объектов. Лазерный луч можно сфокусировать в пятно порядка длины волны, а это значит, что в сочетании с высокой чувствительностью интерферометр позволяет без возмущений исследовать параметры движения очень малых объектов.

Конкуренцию таким интерферометрам, да и то только в области дальнометрии, могут составить лишь ультразвуковые приборы и лазерные дальнометры триангуляционного типа. Но даже в этой области, как показано в [17], имеется зона дальности, где интерферометры с частотной модуляцией могут найти свою нишу.

Одним из путей расширения возможностей лазерной интерферометрии, упрощения конструкции и снижения стоимости соответствующих приборов является объединение явлений оптической обратной связи и частотной модуляции в одном устройстве. В последние годы появился ряд публикаций [17–19], предлагающих использовать частотную модуляцию лазера в условиях достаточно сильной обратной связи, когда формирование интерференционного сигнала сопровождается гистерезисом и нелинейными искажениями. Дифференцирование такого сигнала позволяет получать короткие импульсы, частота которых несет полезную информацию. Подсчет числа этих импульсов на каждом периоде модуляции дает возможность определять дальность до исследуемых объектов или их скорость. Простота предложенных устройств подкупает, но их работоспособность ограничена узким диапазоном допустимых значений коэффициента обратной связи. Этот коэффициент зависит от рассеивающей способности исследуемого объекта и находится как [4, 16, 17]

$$C = \frac{kL\sqrt{1+\gamma^2}}{\ln},$$

где  $k$  – отношение амплитуды поля рассеяния, попадающего обратно в активную среду лазера, к амплитуде поля исходного излучения;  $L$  – расстояние между лазером и объектом исследований;  $\gamma$  – коэффициент усиления активной среды лазера;  $n$  – коэффициент преломления среды;  $l$  – длина резонатора.

При изменении коэффициента обратной связи резко меняется режим работы лазера [17]. Если значение коэффициента падает ниже 1, то лазер работает в режиме линейного усиления рассеянного света и форма интерференционного сигнала становится чисто синусоидальной. В этой ситуации аппаратура, построенная на принципах [17–19], теряет способность различать направление движения. Если величина этого коэффициента превышает 1, то лазер переходит в нелинейный режим работы и в интерференционном сигнале появляются нелинейные искажения, растущие с его увеличением. Если же значение этого коэффициента превышает величину 4,6, то режим обратной связи теряет устойчивость и нормальная работа аппаратуры становится невозможной. Искажения формы получаемого интерференционного сигнала позволяют судить о величине коэффициента обратной связи.

В отличие от [17–19] в предлагаемой работе рассматривается более универсальный способ измерения параметров движения и дальности, также основанный на применении частотной модуляции излучения лазера, но при этом лазер может работать как в линейном, так и в нелинейном режимах усиления, т. е. коэффициент обратной связи может изменяться в более широких пределах, например от 0,1 до 4,6. Этот способ реализуется на основе того, что форма интерференционного сигнала не влияет на оценку его частоты и фазы, а направление движения определяется (независимо от изменения формы сигнала) благодаря тому, что частотная модуляция, как будет показано далее, создает несущую частоту для интерференционного сигнала.

Цель данной работы – представить результаты детального анализа этого способа измерений и найти соотношения, связывающие параметры получаемого интерференционного сигнала с дальностью до объекта, его перемещениями, скоростью и вибрациями. Особое внимание уделено оценке вкладов мешающих факторов в измеряемые величины.

**Принципы интерферометрии с оптической обратной связью и частотной модуляцией.** В основу рассматриваемой методики измерений дальности до исследуемых объектов и параметров их движения положено свойство полупроводниковых лазеров изменять частоту излучения под воздействием изменений инжекционного тока. При небольших (до 5 %) изменениях тока [14] частота излучения меняется линейно, и если этот ток периодически модулируется, то соответственно меняются мощность и частота излучения.

Модулированный таким образом пучок света направляется на исследуемый объект, как показано на рис. 1, *a*. Рассеянное им излучение попадает обратно в активную среду лазера, где усиливается и интерферирует с исходным излучением. Из-за конечного значения скорости света рассеянное излучение приходит в лазер с некоторой задержкой, вследствие чего частота этого излучения не совпадает с частотой, генерируемой лазером в данный момент (рис. 1, *b*). В результате на выходе встроенного в лазер фотодиода возникает электрический сигнал, параметры которого несут полезную информацию об отражающей способности исследуемого объекта, его удаленности и характеристиках движения. Положительный эффект от объединения частотной модуляции и оптической обратной связи состоит в том, что последняя дает возможность реализовать интерферометр, свойства которого во многом эквивалентны интерферометру Майкельсона, а частотная модуляция позволяет со-

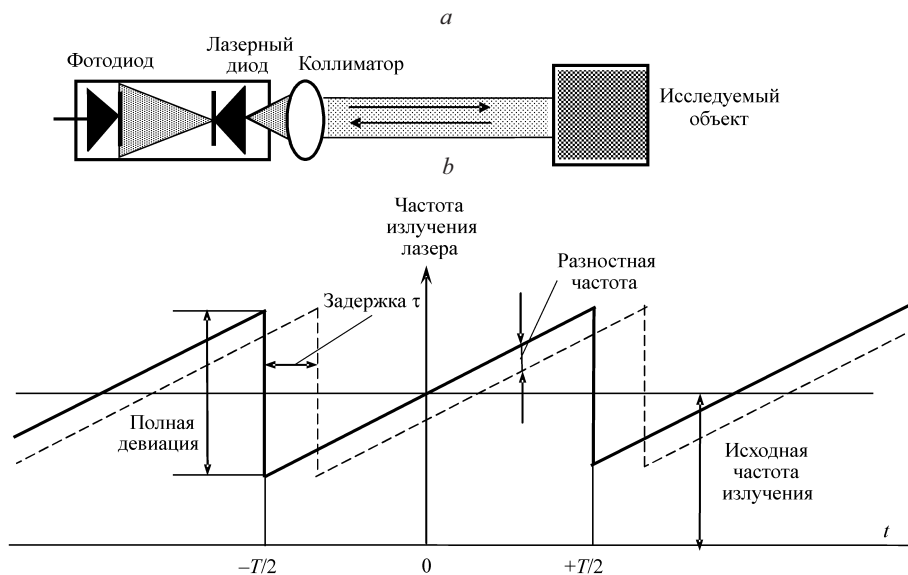


Рис. 1

здать несущую частоту для интерференционного сигнала, что, как уже упоминалось, обеспечивает возможность определения направлений движения исследуемого объекта. В принципе, модуляция может осуществляться по любому периодическому закону, но если она будет изменяться линейно во времени, то частота интерференционного сигнала при неподвижном объекте останется величиной постоянной и пропорциональной дальности до него, а если объект вибрирует, то ее величина будет линейной функцией виброскорости. Это обстоятельство существенно упрощает электронную систему обработки сигнала.

Линейный закон модуляции может быть реализован симметричным или несимметричным пилообразным током. В первом случае фаза интерференционного сигнала скачком изменяется на  $180^\circ$  на каждом полупериоде модуляции, что требует некоторого усложнения системы обработки сигнала, поэтому в данной работе рассматривается случай несимметричной модуляции. Однако результаты анализа интерференционного сигнала, приводимые далее, справедливы для обоих типов модуляции.

При модуляции изменяется не только частота, но и мощность излучения лазера. Поэтому сигнал на выходе фотодиода кроме полезной интерференционной части содержит пилообразную помеху, которая убирается в процессе электронной обработки сигнала.

**Интерференционный сигнал.** При линейном изменении инжекционного тока лазера частота излучения может быть представлена в виде

$$f(t) = f_0 + \alpha t, \quad -T/2 < t < T/2, \quad (1)$$

где  $f_0$  – исходная частота излучения лазера;  $\alpha = df/dt$  – крутизна изменения его частоты во времени под влиянием модулирующего тока;  $t$  – текущее время;  $T$  – период пилообразной модуляции. Если исследуемый объект удален от

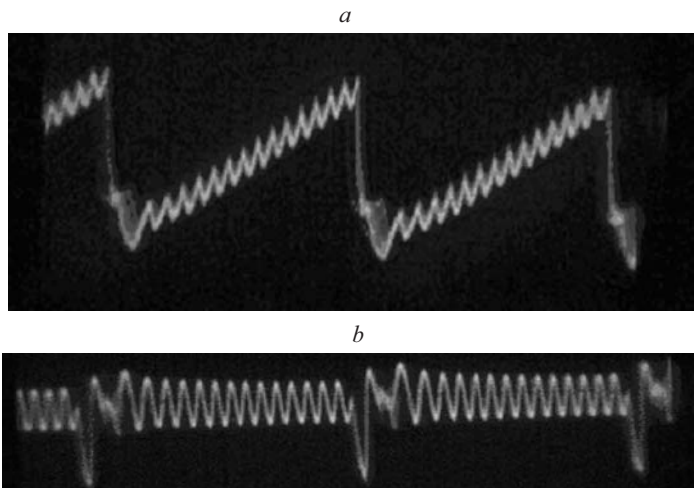


Рис. 2

лазера на расстояние  $S$ , то рассеянное поле придет в лазер с задержкой  $\tau = 2S/c$ , где  $c$  – скорость света.

Тогда фототок встроенного в лазер фотодиода [7] определится следующим выражением:

$$i(t) = \kappa |E_3(t) + E_p(t)|^2 = \kappa [E_{30}^2 + E_{p0}^2 + 2E_{30}E_{p0} \cos(\omega_0\tau + 2\pi\alpha\tau t - \pi\alpha\tau^2)], \quad (2)$$

где  $E_3(t)$  – напряженность зондирующего поля,  $E_p(t)$  – напряженность усиленного лазером рассеянного поля, а  $E_{30}, E_{p0}$  – их амплитудные значения,  $\omega_0$  – круговая частота излучения лазера,  $\kappa$  – чувствительность фотоприемника.

Осциллограммы интерференционной части сигнала непосредственно с выхода фотоприемника и после компенсации амплитудной модуляции представлены на рис. 2, *a, b* соответственно. Они получены с помощью лазера ADL-65102TL фирмы «Арима» (Тайвань) при средней мощности излучения 8 мВт, амплитуде модулирующего тока 0,7 мА, частоте модуляции 20 кГц и расстоянии до рассеивающего объекта 0,5 м. Хорошо видна пилообразная помеха и интерференционная часть сигнала, частота которой составляет 300 кГц. Небольшие пики на каждом периоде модуляции объясняются неполной компенсацией пилообразной части сигнала.

Эксперимент показал, что можно получить достаточно устойчивый сигнал от простой белой бумаги с отношением сигнал/шум более 3 в пределах дальности до 3 м.

Рассмотрим поведение интерференционного сигнала, когда с некоторого расстояния  $S_0$  в момент  $t=0$  объект начинает движение со скоростью  $V(t)$ . Как следует из (2), его полная фаза

$$\varphi(t) = \frac{4\pi S_0}{\lambda} + \frac{4\pi \int_0^t V(t) dt}{\lambda} + \frac{4\pi\alpha S_0 t}{c} + \frac{4\pi\alpha t \int_0^t V(t) dt}{c} - \frac{4\pi\alpha S_0^2}{c^2}$$

$$-\frac{8\pi\alpha S_0 \int_0^t V(t) dt}{c^2} - \frac{4\pi\alpha \left( \int_0^t V(t) dt \right)^2}{c^2}. \quad (3)$$

Здесь учтено, что

$$\omega_0 \tau = \omega_0 \frac{2 \left( S_0 + \int_0^t V(t) dt \right)}{c} = \frac{4\pi S_0}{\lambda} + \frac{4\pi \int_0^t V(t) dt}{\lambda}, \quad (4)$$

где  $\omega_0 = 2\pi \frac{c}{\lambda}$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения лазера.

Теперь рассмотрим влияние движения объекта на частоту сигнала, которая определяется как производная его фазы по времени:

$$f_c(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{2V(t)}{\lambda} + \frac{2\alpha S_0}{c} + \frac{2\alpha \int_0^t V(t) dt}{c} + \frac{2\alpha t V(t)}{c} - \frac{4\alpha S_0 V(t)}{c^2} - \frac{4\alpha V(t) \int_0^t V(t) dt}{c^2}. \quad (5)$$

Анализ выражений (3), (5) показывает, что фаза и частота интерференционного сигнала зависят от расстояния (дальности) до рассеивающего объекта, его перемещений  $\left( \Delta S = \int_0^t V(t) dt \right)$  и скорости. Таким образом, открываются

возможность измерения этих характеристик движения объекта. Важно также отметить присутствие постоянной составляющей частоты (второй член (5)), играющей роль несущей, что, как уже упоминалось, позволяет легко определять направление движения объекта.

**Измерение дальности.** Если объект неподвижен, то циклическая частота интерференционного сигнала  $f_c$  (5) не зависит от времени и пропорциональна расстоянию между лазером и отражающим или рассеивающим свет объектом, т. е. пропорциональна дальности. Итак, если оценить частоту сигнала, то дальность до объекта при известном значении коэффициента  $\alpha$  можно вычислить из соотношения

$$S_0 = f_c c / (2\alpha). \quad (6)$$

К сожалению, оценка частоты  $f_c$  затруднена, так как сигнал не является непрерывным процессом, его фаза «рвется» на каждом периоде модуляции. Рассмотрим это более подробно. В соответствии с (3) при  $V(t) = 0$  фаза сигнала приобретает вид

$$\varphi(t) = \frac{4\pi S_0}{\lambda} + \frac{4\pi\alpha S_0 t}{c} - \frac{4\pi\alpha S_0^2}{c^2}. \quad (7)$$

Анализируя (7), отметим, что, во-первых, время  $t$  не является непрерывной величиной: интерференционный сигнал образуется в результате периодической частотной модуляции и величина  $t$  изменяется от 0 до  $T$ ; во-вторых, начальная фаза сигнала является постоянной величиной: она зависит только от расстояния между лазером и объектом измерений, причем ее главное значение может принимать любую величину в пределах  $0 - 2\pi$ . Это означает, что получаемый сигнал является периодическим процессом с периодом  $T$  и представляет собой обрывки синусоиды, повторяющиеся с частотой модуляции, а его спектр Фурье – набор гармоник этой частоты. Одну гармоническую составляющую сигнал имеет только в том случае, если на периоде модуляции укладывается целое число его периодов. Эту особенность подтверждает рис. 3, на котором показан сигнал ( $a$ ) и его спектральное разложение ( $b$ ), когда на периоде модуляции укладывается 10,5 периода его мгновенной частоты. В спектре наблюдаются две значимые гармоники вместо одной, как это было бы при целом числе периодов. Такая ситуация исключает возможность применения узкополосной фильтрации и узкополосных следящих измерительных систем, в то время как они были бы очень эффективны, поскольку позволяют не только оценивать частоту, но и подавлять влияние неизбежных шумов. Суть состоит в том, что при узкополосной фильтрации измерительная система будет выделять только одну гармонику сигнала, значение которой практически никогда не будет совпадать с интересующей нас мгновенной частотой, пропорциональной дальности. Ясно, что ошибка в оценке частоты при этом может изменяться от 0 до значения частоты модуляции. Чтобы снизить величину ошибки до приемлемого уровня, необходимо увеличить период модуляции, но такой путь имеет ограничения, так как линейная модуляция лазера по частоте возможна только при небольших амплитудах модулирующего тока. Возникает противоречие: с увеличением периода модуляции будет расти амплитуда модулирующего тока, что недопустимо из-за появления нелинейностей, а уменьшение амплитуды тока приведет к понижению частоты сигнала и соответственно к росту погрешности в ее

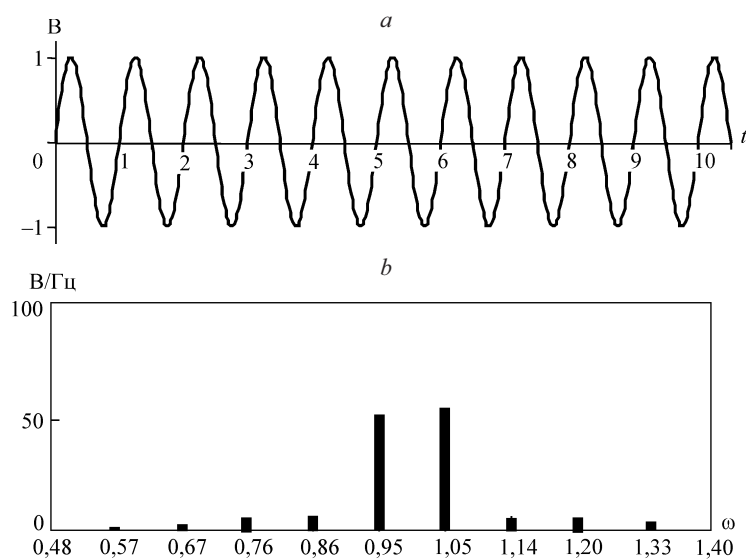


Рис. 3

оценке, так как на периоде модуляции будет присутствовать малое число ее периодов.

В данном случае можно предложить два варианта оценки дальности. Первый – применение гильбертова преобразования сигнала в целях получения его квадратурной компоненты [20] и вычисление мгновенной частоты через известное соотношение

$$\omega = \frac{V'U - U'V}{V^2 + U^2}, \quad (8)$$

где  $U, U'$  и  $V, V'$  – действительная и мнимая компоненты аналитического сигнала и их производные по времени соответственно.

На рис. 4 представлены графики исходной действительной компоненты сигнала (*a*), ее спектрального разложения (*b*), гильбертова преобразования

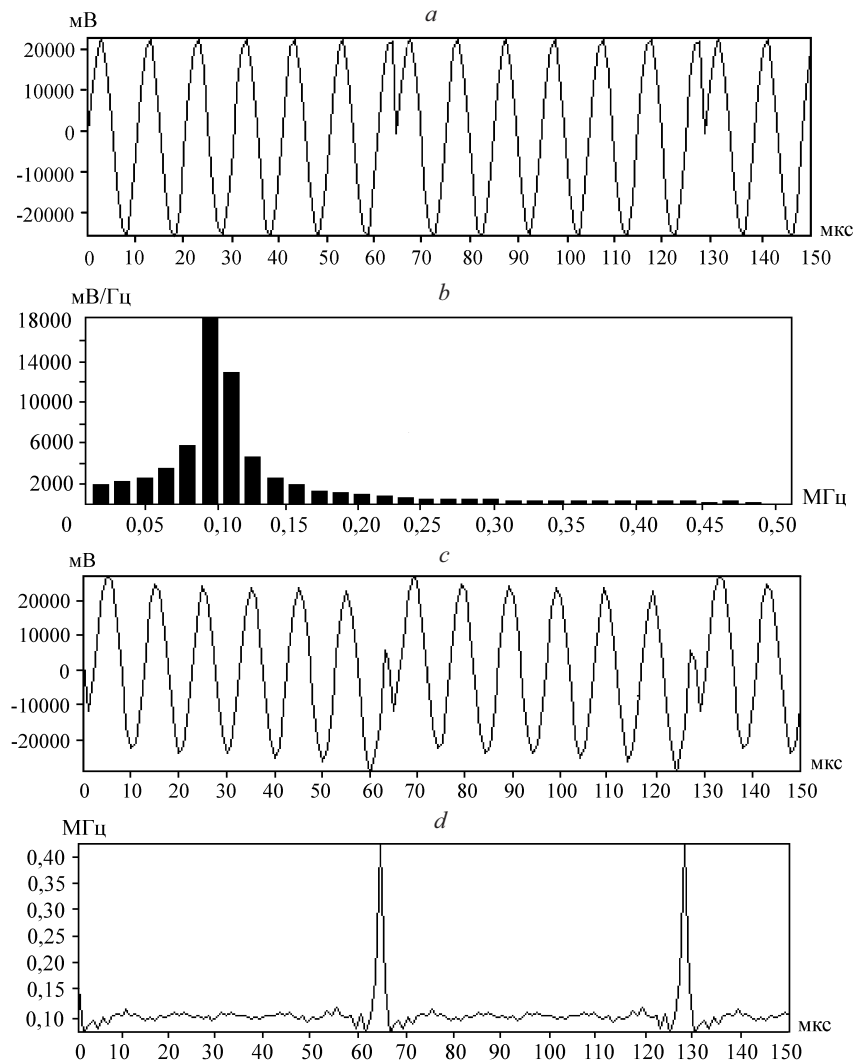


Рис. 4



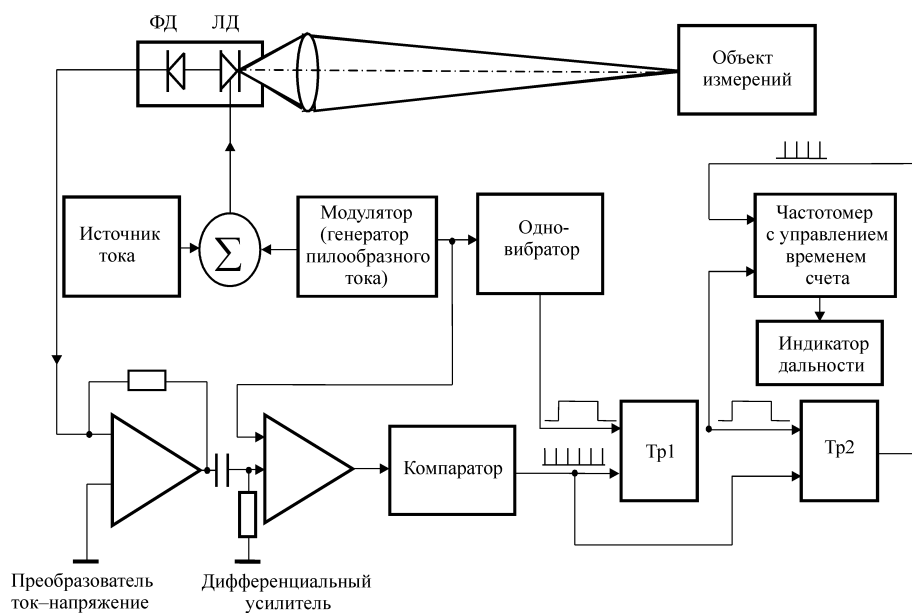


Рис. 5

(с) и мгновенной частоты (d) (выбросы обусловлены разрывами фазы исходного сигнала и при оценке дальности в расчет не принимаются). Модельный эксперимент показал, что среднеквадратичная ошибка в оценке расстояния до объекта в 15 см (частота сигнала равна 100 кГц) составит всего 0,2 мм.

Второй вариант – формирование на каждом периоде модуляции некоторого импульса, содержащего заданное целое число периодов сигнала  $N$ , измерение его длительности и затем определение частоты сигнала в виде отношения

$$f_c = N/(\Delta T), \quad (9)$$

где  $\Delta T$  – длительность импульса. Дальность, как и ранее, определяется с помощью выражения (6).

Этот несколько модифицированный путь реализован в дальномере, функциональная схема которого представлена на рис. 5, а полученная с его помощью зависимость дальность–частота показана на рис. 6. Излучение ла-

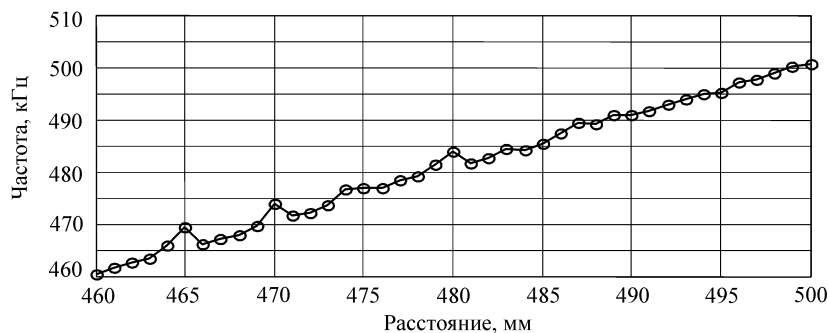


Рис. 6

зерного диода (ЛД) фокусируется на объект измерений. Рассеянный им свет попадает обратно в лазер, где усиливается и интерферируется исходным излучением. Ток с выхода фотодиода (ФД), пропорциональный суммарной интенсивности, с помощью трансимпедансного усилителя преобразуется в напряжение, которое поступает на первый вход дифференциального усилителя, а на второй вход подается напряжение пилообразной формы от специализированного генератора. Полученный сигнал (осциллограмма сигнала показана на рис. 2, *b*), в свою очередь, направляется на вход компаратора, который совместно с одновибратором преобразует его в сигнальную импульсную последовательность. Эта последовательность поступает на первый вход *D*-триггера Tr1, на второй его вход подается строб-импульс, сформированный одновибратором из крутого фронта генератора пилообразного сигнала. Длительность импульса составляет примерно две трети периода модуляции. В результате на выходе Tr1 формируется второй строб-импульс с длительностью, равной целому числу сигнальных импульсов, поступающих от компаратора. Далее строб-импульс и сигнальные импульсы поступают на первый вход *D*-триггера Tr2, а на второй вход подается сигнальная последовательность. На выходе этого триггера формируется пакет импульсов, число которых, умноженное на период частоты интерференционного сигнала, точно соответствует длительности второго строб-импульса. Данные импульсы и второй строб-импульс подаются на частотомер с управляемым временем счета. Частотомер устроен таким образом, что время счета складывается из длительностей строб-импульсов. При установке времени счета 1 с показания частотомера будут равны значениям частоты интерференционного сигнала. Если установить это время равным коэффициенту пересчета частоты сигнала в расстояние до объекта измерений, то показания будут соответствовать дальности в метрических единицах.

График на рис. 6 подтверждает линейную зависимость между дальностью и частотой. Среднеквадратичные отклонения оценок дальности не превышают 0,5 мм. Выбросы в точках 465, 470 и 480 мм, составляющие по 5 кГц, объясняются, возможно, сбоями в работе аппаратуры.

**Измерение перемещений.** Переменная часть фазы, обусловленная перемещением, как следует из (3), определяется следующим выражением:

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi\Delta S(t)}{\lambda} + \frac{4\pi\alpha t\Delta S(t)}{c} - \frac{8\pi\alpha S_0\Delta S(t)}{c^2} - \frac{4\pi\alpha\Delta S^2(t)}{c^2}, \quad (10)$$

где

$$\Delta S(t) = \int_0^t V(t)dt.$$

Оценим вклад каждой компоненты по отношению к первой. Из (10) следует, что

$$\frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{\alpha t\lambda}{c}. \quad (11)$$

Отметим, что время  $t$  в (11) не непрерывно. Оно, как уже упоминалось, изменяется от 0 до  $T$ , причем максимальное значение  $t$  из соображения быстродействия создаваемой аппаратуры выбирается достаточно малым, порядка

$10^{-4}$  с. При обычном значении  $\alpha = 10^{14}$  Гц/с и  $\lambda = 0,65$  мкм отношение (11) будет иметь порядок  $2 \cdot 10^{-5}$ , следовательно, вторым членом выражения (10) можно пренебречь.

Соответственно для третьего члена (10) отношение

$$\frac{\varphi_3}{\varphi_1} = \frac{2\alpha S_0 \lambda}{c^2}. \quad (12)$$

Если полагать, что измерение перемещений производится при  $S_0 = 1$  м, что вполне реально, то  $\varphi_3/\varphi_1 \cong 10^{-9}$  и третьим членом фазы (10) также можно пренебречь.

Найдем теперь отношение

$$\frac{\varphi_4}{\varphi_1} = \frac{\alpha \Delta S(t) \lambda}{c^2}. \quad (13)$$

Обычно оценке подлежат малые перемещения, и величину  $\Delta S$  можно принять равной 0,1 м, тогда  $\varphi_4/\varphi_1 \cong 6 \cdot 10^{-11}$  и, следовательно, четвертым членом фазы (10) также можно пренебречь.

Таким образом, основной вклад в изменение фазы сигнала дает первый член, равный  $4\pi \Delta S(t) \lambda$ . Отметим высокую чувствительность приращений фазы к величине перемещения: если оно будет равно всего лишь половине длины волны излучения лазера, фаза сигнала изменится на  $360^\circ$ . Эксперименты на макетном образце интерферометра показали, что отношение среднеквадратичного значения шума  $\sigma_{\text{ш}}$  к амплитуде сигнала  $A$  составляет примерно 2 %, т. е.  $\sigma_{\text{ш}}/A = 0,02$ . Известно [21], что среднеквадратичное значение нестабильности  $\Delta t$  срабатывания порогового устройства, формирующего сигналы в цифровых фазометрах, определяется соотношением  $\sigma_{\Delta t} = \sigma_{\text{ш}}/s$ , где  $s$  – крутизна сигнала. Отсюда следует, что для синусоидальных сигналов с амплитудой  $A$  и частотой  $\omega$  при дискриминации сигнала в точках максимальной крутизны  $\sigma_{\Delta t}/T_0 = \sigma_{\text{ш}}/(T_0 A \omega) = \sigma_{\text{ш}}/(2\pi) = 0,318 \cdot 10^{-2}$  ( $T_0$  – период колебаний сигнала). Это значит, что ошибка фазометра составит всего лишь 0,318 % и при длине волны лазера 650 нм будет соответствовать разрешению дальнометра в 1 нм. Конечно, эта величина является лишь одной из возможных составляющих ошибок.

Измерение приращения фазы наталкивается на определенные трудности. В отличие от интерферометра Майкельсона фаза получаемого сигнала терпит разрывы на каждом периоде модуляции, что естественно препятствует оценке ее непрерывных изменений, обусловленных перемещением. Однако задача решается, если оценку изменений фазы производить на каждом периоде модуляции. Здесь также возможны два пути. Первый путь – с помощью преобразования Гильберта следует получить квадратурную компоненту сигнала и вычислить мгновенную частоту  $\omega(t)$  в соответствии с выражением (8), тогда текущее значение перемещения  $\Delta S(t)$  определится в соответствии с (10) через интеграл от значений мгновенной частоты как

$$\Delta S(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\varphi(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \int_0^t \Delta\omega(t) dt, \quad (14)$$

где  $\Delta\omega(t) = \omega_0 - \omega(t)$  ( $\omega_0$  – значение частоты сигнала перед началом перемещения).

Второй путь – это оценка фазы как суммы отношения длительности выбросов сигнала за нулевой уровень от начала каждого периода модуляции к величине этого периода и числа целых его периодов, когда величина перемещения превысит половину длины волны излучения лазера.

**Измерение скорости.** Наиболее простым устройством для измерения скорости является интерферометр с оптической обратной связью без частотной модуляции. Доплеровская частота сигнала на выходе фотодиода пропорциональна проекции вектора скорости на направление луча, но такой интерферометр не чувствителен к направлению движения. Введение частотной модуляции устраняет этот недостаток, так как в сигнале появляется несущая частота. При движении исследуемого объекта с некоторого начального расстояния в соответствии с (5) к ней добавляется или вычитается частота доплеровского смещения  $f_D = 2V(t)/\lambda$ . Таким образом, задача определения направления легко решается сравнением значений текущей и несущей частот. К сожалению, кроме этого основного вклада в частоту сигнала войдут еще четыре составляющие. Величина добавки от этих составляющих будет вычисляться из выражения

$$\Delta f(t) = \frac{2\alpha \int_0^t V(t) dt}{c} + \frac{2\alpha t V(t)}{c} - \frac{4\alpha S_0 V(t)}{c^2} - \frac{4\alpha V(t) \int_0^t V(t) dt}{c^2}. \quad (15)$$

Определим вклад каждой из них при условии, что движение началось в момент  $t = 0$  с расстояния  $S_0 = 1$  м.

Первый член изменяется пропорционально пути, пройденному движущимся объектом. Оценим его вклад относительно доплеровской частоты при постоянной скорости. Из (15) следует, что

$$\frac{\Delta f_1}{f_D} = \frac{2\alpha \lambda \int_0^t V dt}{2Vc} = \frac{\alpha \lambda t}{c}. \quad (16)$$

При принятых ранее значениях параметров  $\alpha$  и  $\lambda$  отношение  $\Delta f_1 / f_D = 0,216t$ . Если движение длится 1 с, это приращение составит 21,6% доплеровской частоты и, следовательно, его необходимо учитывать.

Второй член (15) пропорционален скорости и времени, но поскольку время  $t$  здесь периодически изменяется от 0 до  $T$ , его величина также изменяется со временем от 0 до  $\frac{2\alpha V(t)T}{c}$ . Сравним максимальное значение этого члена со значением доплеровской составляющей  $f_D$ :

$$\frac{\Delta f_2}{f_D} = \frac{\alpha \lambda T}{c}. \quad (17)$$

Если значения входящих в это выражение величин такие же, как принятые ранее, и  $T = 10^{-4}$  с, то  $\Delta f_2/f_D = 2,2 \cdot 10^{-5}$ , следовательно, вторым членом выражения (15) можно пренебречь.

Третий член пропорционален интересующей нас скорости. Его отношение к доплеровской частоте определяется как

$$\frac{\Delta f_3}{f_D} = \frac{2\alpha S_0 \lambda}{c^2}. \quad (18)$$

Если  $S_0 = 1$  м и  $\lambda = 0,65 \cdot 10^{-6}$  м, то  $\Delta f_3/f_D = 1,3 \cdot 10^{-8}$ . Значение третьего члена также пренебрежимо мало.

Вклад четвертого члена удобно оценить через его отношение к первому:

$$\frac{\Delta f_4}{\Delta f_1} = \frac{2V(t)}{c}. \quad (19)$$

Ясно, что  $V(t) \ll c$ , поэтому четвертым членом также можно пренебречь.

Окончательно полную частоту сигнала представим следующим выражением:

$$f_c(t) = \frac{2V(t)}{\lambda} + \frac{2\alpha S_0}{c} + \frac{2\alpha \Delta S(t)}{c}. \quad (20)$$

Таким образом, данная частота получает не только доплеровское приращение, пропорциональное скорости, но и приращение, пропорциональное пути движущегося объекта. Возможно, что эта особенность частоты интерференционного сигнала найдет какое-либо экзотическое применение. Графики изменения частоты сигнала и скорости при движении объекта с расстояния  $S_0 = 1$  м в момент  $t = t_0$  (при  $V_0 = 1$  м/с) в течение 3 с представлены на рис. 7, *a, b* (сплошные кривые). В момент начала движения частота со значения 0,666 МГц скачком возрастает на величину доплеровского смещения 3,077 МГц, далее растет линейно со временем до величины 5,74 МГц и в момент остановки скачком падает до величины 2,66 МГц, соответствующей новому значению дальности 4 м. Такая ситуация не может быть реализована в действительности, поскольку движение начинается и заканчивается бесконечными значениями ускорения, но дает наглядное представление об изменении частоты. Изменения частоты и скорости для реального случая, когда движение начинается и заканчивается нулевым значением скорости и ускорения при условии, что в момент  $t_0$  скорость начинает нарастать по закону

$$V(t) = V_1 \{1 - \cos[2\pi F(t - t_0)]\},$$

где  $V_1 = 0,5$  м/с,  $F = 0,5$  Гц, показаны на рис. 7 пунктирными кривыми. Через 1 с значение скорости достигает 1 м/с, и далее в течение 1 с она остается постоянной. Затем начинается торможение и скорость падает по закону

$$V(t) = V_1 \{2 - [1 - \cos 2\pi F(t - t_0)]\} = V_1 \{1 + \cos 2\pi F(t - t_0)\}.$$

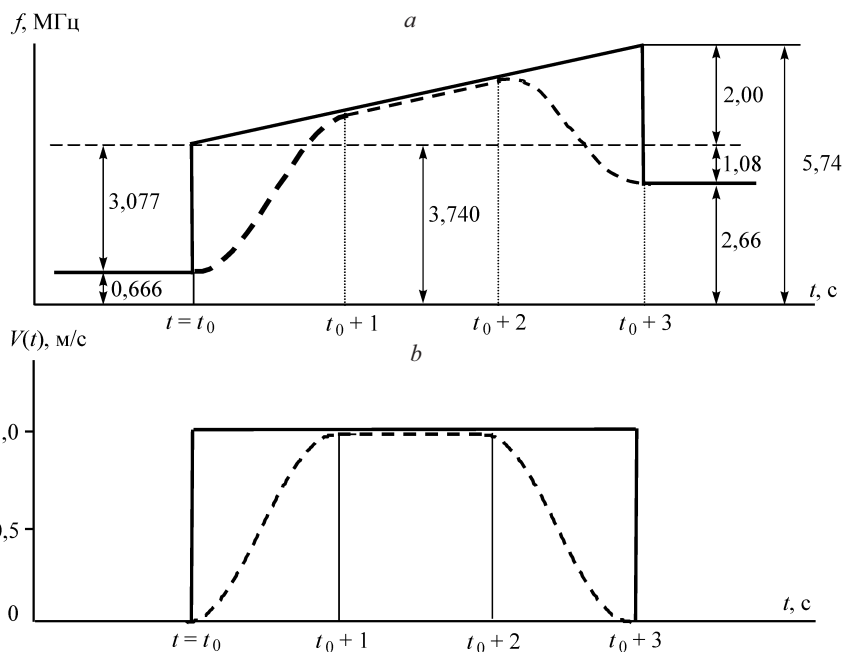


Рис. 7

Из графика рис. 7, а следует, что сгладились только скачки частоты в начале и конце движения, а в средней части, где скорость постоянна, частота, как и ранее, растет пропорционально времени.

Важно отметить, что в доплеровских системах, предназначенных для измерения скорости потоков жидкостей и газов или скорости твердых диффузно рассеивающих протяженных тел, когда информация берется из области фокуса, третий член выражения (20) становится равным 0, поскольку расстояние между точкой измерения и лазером не меняется. Приращение частоты получаемого сигнала будет определяться как

$$f_D(t) = \frac{2V(t) \cos \theta}{\lambda}, \quad (21)$$

где  $\theta$  – угол между вектором скорости и направлением волнового вектора зондирующего луча. Следовательно, в этом случае при известных значениях угла  $\theta$  и длины волны оценка скорости легко находится в соответствии с выражением

$$V(t) = \frac{f_D(t)\lambda}{2 \cos \theta}. \quad (22)$$

**Измерение параметров вибраций.** Пусть диффузно рассеивающий объект вибрирует по гармоническому закону с виброскоростью

$$V(t) = V_0 \cos(\Omega t). \quad (23)$$

Тогда, как следует из (20), частота сигнала будет иметь вид

$$f(t) = \frac{2\alpha S_0}{c} + \frac{2V_0 \cos(\Omega t)}{\lambda} + \frac{2\alpha V_0 \sin(\Omega t)}{c\Omega}. \quad (24)$$

Первый член играет роль несущей частоты, второй, доплеровский, пропорционален мгновенным значениям измеряемой виброскорости, а третий член, пропорциональный вибросмещению, является помехой. Из (24) следует, что чем выше частота вибраций, тем меньше значение последнего. Чтобы оценить вклад этого члена, найдем отношение его модуля к полезной доплеровской компоненте:

$$\frac{|f_3|}{f_D} = \frac{\alpha\lambda}{c\Omega}. \quad (25)$$

При тех же значениях параметров ( $\alpha = 10^{14}$  Гц/с и  $\lambda = 0,65$  мкм) и  $\Omega = 2\pi \times 10$  Гц имеем  $f_3/f_D = 0,0034$ . Таким образом, при частотах вибраций выше 10 Гц этим членом можно пренебречь. Тогда сигнал и его частота примут следующий вид:

$$U(t) = U_0 \cos\left(\frac{4\pi\alpha S_0 t}{c} + \frac{4\pi V_0 \sin(\Omega t)}{\Omega\lambda}\right), \quad (26)$$

$$f_c(t) = \frac{2\alpha S_0}{c} + \frac{2V_0}{\lambda} \cos(\Omega t). \quad (27)$$

Эти выражения описывают частотно-модулированный сигнал, причем переменная часть его мгновенной частоты пропорциональна виброскорости, а постоянная играет роль несущей. Если выполнить операцию частотной демодуляции, то на выходе демодулятора получится сигнал, пропорциональный мгновенным значениям виброскорости. Демодуляция может быть осуществлена с помощью системы фазовой автоподстройки частоты. Описание этого прибора представлено в [22]. Его модификация была успешно использована для анализа динамики электростатического микроактюатора [23]. Диаметр зондирующего лазерного пучка в области фокуса составил всего 3,5 мкм.

**Заключение.** Представленный в данной работе анализ методов активной интерферометрии с частотной модуляцией показал широкие перспективы ее применения в научных экспериментах и промышленности. Полученные результаты дают возможность рассчитать и построить приборы, позволяющие оценивать дальность, перемещения, скорость и параметры вибраций различных объектов с диффузно рассеивающей поверхностью. За счет большого коэффициента усиления активной среды полупроводниковых лазеров соответствующие приборы дают значимый интерференционный сигнал от белой бумаги или шероховатой металлической поверхности с расстояний от 0 до 3 м. Частотная модуляция позволяет оценивать направление движения исследуемых объектов, а встроенный в корпус лазера контрольный фотодиод существенно упрощает конструкцию интерферометра: добавление коллимирующей линзы приводит к известному интерферометру Май-

кельсона. В отличие от пьезопреобразователей информация получается бесконтактно без возмущений и с малых площадок (до  $10\text{ мкм}^2$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bosch Th., Servagent N., Donati S.** Optical feedback interferometry for sensing application // Opt. Eng. 2001. **40**, N 1. P. 20.
2. **Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch Th.** Laser diode self-mixing technique for sensing applications // Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. **4**. P. 283.
3. **Plantier G., Servagent N., Sourice A., Bosch Th.** Real-time parametric estimation of velocity using optical feedback interferometry // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2001. **50**, N 4. P. 915.
4. **Plantier G., Bes C., Bosch Th.** Behavior model of a self-mixing laser diode sensor // IEEE Journ. Quant. Electron. 2005. **41**, N 9. P. 1157.
5. **Plantier G., Servagent N., Bosch Th., Sourice A.** Real-time tracking of time-varying velocity using a self-mixing laser diode // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2004. **53**, N 1. P. 109.
6. **Bes C., Plantier G., Bosch Th.** Displacement measurements using a self-mixing laser diode under moderate feedback // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2006. **55**, N 4. P. 1101.
7. **Соболев В. С., Уткин Е. Н., Щербаченко А. М. и др.** Активная лазерная интерферометрия: состояние и перспективы // Автометрия. 2004. **40**, № 6. С. 4.
8. **Economou G., Youngquist R. G., Davies D. E. N.** Limitations and noise in interferometric systems using frequency ramped single-mode diode lasers // Journ. Lightwave Technol. 1986. **LT-4**, N 11. P. 1601.
9. **Chebbour A., Gorecki C., Tribillon G.** Range finding and velocimetry with directional discrimination using a modulated laser diode Michelson interferometer // Opt. Commun. 1994. **111**, Is. 1–2. P. 1.
10. **Amman M.-Ch., Bosch Th., Lescure M. et al.** Laser ranging: a critical review of usual techniques for distance measurement // Opt. Eng. 2001. **40**, N 1. P. 10.
11. **Schneider R., Thürmel P., Stockmann M.** Distance measurement of moving objects by frequency modulated laser radar // Ibid. P. 33.
12. **Gouaux F., Servagent N., Bosch Th.** Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer // Appl. Opt. 1998. **37**. P. 6684.
13. **Lang R., Kobayashi S.** External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE Journ. Quant. Electron. 1980. **QE-16**, N 3. P. 347.
14. **Kobayashi S., Yamamoto Yo., Ito M., Kimura T.** Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers // IEEE Journ. Quant. Electron. 1982. **QE-18**, N 4. P. 582.
15. **Osterwalder J. M., Rickett B. J.** Frequency modulation in GaAlAs injection lasers at microwave frequency rates // IEEE Journ. Quant. Electron. 1980. **QE-16**, N 3. P. 250.
16. **Unlocking Dynamical Diversity (Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers)** /Eds. D. M. Kane, K. A. Shore. Chichester, England: John Willey & Sons, Ltd., 2005.
17. **Norgia M., Giuliani G., Donati S.** Absolute distance measurement with improved accuracy using laser diode self-mixing interferometry in a closed loop // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 2007. **56**, N 5. P. 1894.



18. **Beheim G., Fritsch K.** Range finding using frequency-modulated laser diode // Appl. Opt. 1986. **25**, N 9. P. 1439.
19. **Shinohara Sh., Yoshida H., Ikeda H. et al.** Compact and high-precision range finder with wide dynamic range and its application // IEEE Trans. Instrum. and Meas. 1992. **41**, N 1. P. 40.
20. **Соболев В. С., Хабаров С. В.** Преобразование Гильберта как основа для создания доплеровских систем с частотной модуляцией и оптической обратной связью // Тр. IX Междунар. науч.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков» (ОМИП-2007). М.: Изд-во МЭИ, 2007. С. 86.
21. **Тихонов В. И.** Статистическая радиотехника. М.: Сов. радио, 1966.
22. **Соболев В. С., Кашеева Г. А., Харин А. М.** Доплеровский скоростемер-дальномер-виброметр на основе частотной модуляции лазерного излучения в режиме оптической обратной связи // Тр. IX Междунар. науч.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков» (ОМИП-2007). М.: Изд-во МЭИ, 2007. С. 80.
23. **Baginsky I., Kostsov E., Sobolev V.** High energy microelectromechanical oscillator based on the electrostatic microactuator // Proc. SPIE. 2008. **7025**. P. 70251E.

*Поступила в редакцию 8 февраля 2008 г.*

---