

УДК 681.787

ОДНОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ И СКОРОСТИ ДИФФУЗНО РАССЕИВАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДАМИ АКТИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

В. С. Соболев, Г. А. Кашеева, Ф. А. Журавель, А. М. Харин

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: sobolev@iae.nsk.su*

Теоретически показана и экспериментально подтверждена возможность одновременных измерений дальности и скорости диффузно рассеивающих объектов методами активной лазерной интерферометрии с частотной модуляцией.

Ключевые слова: лазерная интерферометрия, дальнометрия, доплеровские системы.

Введение. Усиление активной среды полупроводниковых лазеров даёт возможность реализовать новое направление интерферометрии, получившее название «активной», или «интерферометрии с оптической обратной связью» [1–4]. Такая особенность полупроводниковых лазеров, как значительные (до сотен гигагерц) изменения частоты излучения под действием небольших изменений инжекционного тока, позволила существенно расширить области применения активной интерферометрии и разработать ряд уникальных методов измерений дальности и параметров движения диффузно рассеивающих объектов [5–10]. Рассматриваемые интерферометрические системы, обладая более широкими возможностями в сравнении с имеющейся на рынке аппаратурой, отличаются простотой и низкой стоимостью.

Наряду с традиционными задачами лазерной интерферометрии, такими как прецизионные измерения перемещений, скорости и вибраций, современная наука и промышленность выдвигают и более сложные задачи, например одновременные оценки дальности до изучаемого объекта и его скорости. Данная работа посвящена исследованию возможности получения таких оценок путём дальнейшего развития методов активной интерферометрии с частотной модуляцией.

Принципы активной интерферометрии с линейной частотной модуляцией. В основу предлагаемой методики измерений дальности до исследуемых объектов и параметров их движения положено, как уже упоминалось, свойство полупроводниковых лазеров менять частоту излучения под воздействием изменений инжекционного тока. Известно [11], что при небольших (до 5 %) изменениях тока частота излучения лазера линейно связана с его величиной. Если ток, питающий полупроводниковый лазер, периодически модулируется, то меняются мощность излучения лазера и его частота. Функциональная схема измерительного устройства приведена на рис. 1. Отметим, что для устранения паразитной амплитудной модуляции выходного сигнала фотодиода в схему включена компенсирующая цепь, состоящая из дифференциального усилителя, на инвертирующий вход которого подан соответствующий сигнал с выхода модулятора. Модулированный пучок света направляется на исследуемый объект, а рассеянное им излучение попадает обратно в активную среду лазера, где усиливается и интерферирует с исходным излучением. Поскольку

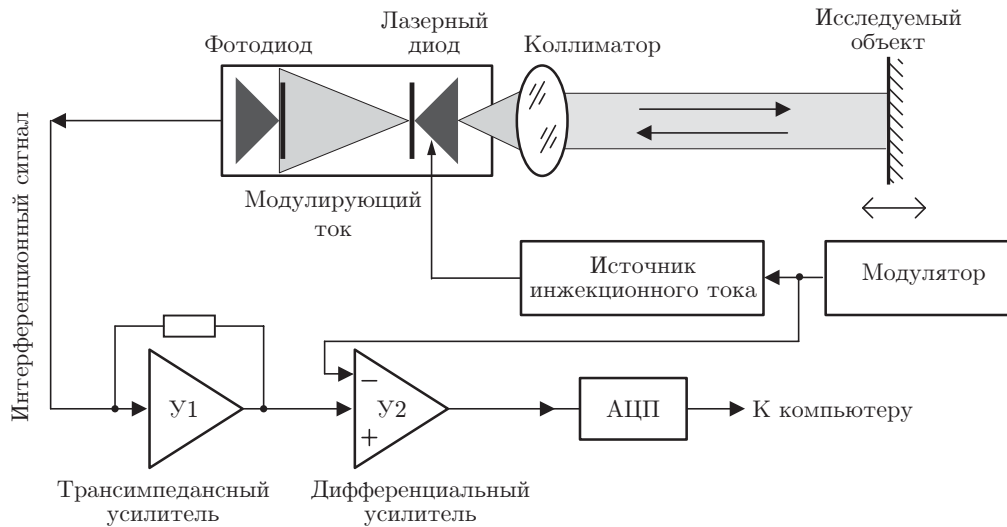


Рис. 1

скорость света конечна, то рассеянное излучение приходит в лазер с некоторой задержкой. Лазер в этот момент генерирует свет уже с другим значением частоты, поэтому на выходе встроенного в лазер фотодиода возникает электрический сигнал, частота которого равна разности частот интерферирующих излучений. Чем дальше находится объект, тем больше эта разность. Тогда частота получаемого сигнала оказывается пропорциональной дальности до рассеивающего объекта. Если же объект ещё и движется, то к частоте этого сигнала добавляется доплеровское смещение рассеянного света, пропорциональное скорости. Таким образом, возникает возможность реализации одновременных измерений как дальности, так и скорости.

Положительный эффект от объединения частотной модуляции и оптической обратной связи заключается в том, что даже в отсутствие движения объекта в выходном сигнале фотодиода присутствует периодическая составляющая, частота которой является несущей для интерференционного сигнала. Её присутствие обеспечивает возможность определения направления движения исследуемого объекта.

Частотная модуляция может осуществляться по любому периодическому закону, например синусоидальному [10], но если она линейна во времени, то, как покажем далее, частота интерференционного сигнала при неподвижном исследуемом объекте будет величиной постоянной и пропорциональной дальности до него. Если объект движется, то частота будет линейной функцией скорости и дальности. Линейный закон модуляции частоты может быть реализован симметричным или несимметричным пилообразным током.

Для решения поставленной задачи — одновременного измерения дальности до исследуемого объекта и его скорости — необходимо применить симметричное пилообразное изменение инжекционного тока лазера, которое приведёт к соответствующей модуляции частоты излучения лазера (рис. 2).

Интерференционный сигнал. Как уже упоминалось, на фоточувствительную поверхность встроенного в корпус лазера контрольного фотодиода попадают исходное поле излучения $E_Z(t)$, являющееся копией зондирующего, и рассеянное поле $E_R(t)$, усиленное активной средой лазера и несущее полезную информацию:

$$E_Z(t) = E_{Z0} \exp[-j(\Psi_Z(t))]; \quad E_R(t) = E_{R0} \exp[-j(\Psi_R(t))], \quad (1)$$

где $E_{Z0}(t)$, $E_{R0}(t)$ — вещественные значения амплитуд зондирующего и рассеянного полей, а $\Psi_Z(t)$, $\Psi_R(t)$ — их полные фазы.

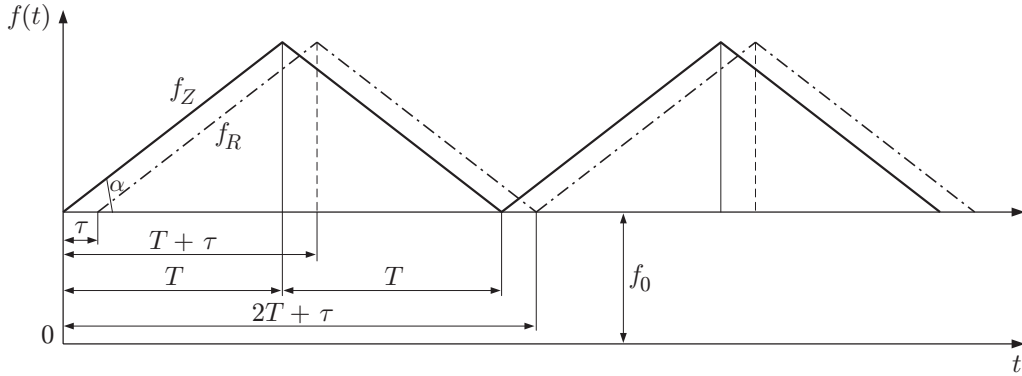


Рис. 2

Отметим, что отражённое от исследуемого объекта поле, пришедшее в лазер, вследствие конечного значения скорости света будет задержано на время

$$\tau = 2S(t)/c, \quad (2)$$

где $S(t)$ — расстояние между лазером и объектом исследования, а c — скорость света.

Эти поля интерферируют между собой, в результате чего ток фотодиода, пропорциональный интенсивности падающего на него излучения (т. е. квадрату модуля суммы зондирующего и рассеянного полей), с учётом (1) принимает вид

$$i(t) = \kappa |E_Z(t) + E_R(t)|^2 = \kappa [E_{Z0}^2 + E_{R0}^2 + 2E_{Z0}E_{R0} \cos[\Psi_Z(t) - \Psi_R(t)]] \quad (3)$$

(κ — чувствительность фотоприёмника).

Информация об измеряемых параметрах (дальности и скорости) содержится в интерференционном члене выражения (3), а именно в аргументе его косинусной компоненты. Постоянная или низкочастотная компонента фототока $E_{Z0}^2 + E_{R0}^2$ может быть легко выделена путём фильтрации и исключена из дальнейшего рассмотрения.

Для удобства последующих рассуждений выпишем отдельно интерференционный член выражения (3):

$$I_1 = I_0 \cos[\Psi_Z(t) - \Psi_R(t)], \quad (4)$$

где $I_0 = 2E_{Z0}E_{R0}$.

В рассматриваемой задаче законы изменения частот зондирующего $f_Z(t)$ и рассеянного $f_R(t)$ полей заданы (см. рис. 2). Следовательно, значения фаз в (4) могут быть определены как интегралы от текущего значения круговой частоты:

$$\Psi_Z(t) = 2\pi \int_0^t f_Z(t) dt; \quad \Psi_R(t) = 2\pi \int_0^t f_R(t) dt, \quad (5)$$

а текущее значение разности фаз — как интеграл от разностной частоты зондирующего и рассеянного полей:

$$\Psi_Z(t) - \Psi_R(t) = 2\pi \int_0^t [f_Z(t) - f_R(t)] dt. \quad (6)$$

Сплошной линией на рис. 2 показано изменение во времени частоты f_Z зондирующего излучения лазера, а штрихпунктирной — изменение частоты f_R рассеянного объектом излучения, сдвинутого на время $\tau = 2S/c$, пропорциональное расстоянию до объекта; f_0 — исходная частота излучения лазера; T — полупериод модуляции частоты лазера.

Исходя из рис. 2, определим значения разностной частоты $f_Z(t) - f_R(t)$ на каждом полупериоде модуляции. На первом полупериоде ($t \leq T$) частоты зондирующего и рассеянного излучений имеют вид

$$f_Z(t)_1 = f_0 + \alpha t; \quad f_R(t)_1 = f_0 + \alpha(t - \tau), \quad (7)$$

где $\alpha = df/dt$ — крутизна изменения частоты лазера во времени под влиянием модулирующего тока, t — текущее время.

На этом интервале разностная частота

$$\Delta f(t)_1 = [f_Z(t) - f_R(t)] = \alpha\tau = \text{const}. \quad (8)$$

Таким образом, частота (8) интерференционного сигнала на первом интервале положительна и прямо пропорциональна времени задержки τ , т. е. расстоянию до объекта.

В соответствии с (6) текущее значение разности фаз на этом интервале определится как

$$\Psi_Z(t) - \Psi_R(t) = 2\pi \int_0^t (\alpha\tau) dt = 2\pi(\alpha\tau)t, \quad (9)$$

а сигнал (4) будет иметь вид

$$I_1 = I_0 \cos(2\pi\alpha\tau t). \quad (10)$$

На втором полупериоде модуляции ($T + \tau < t \leq 2T$) выражения для f_Z и f_R принимают вид (см. рис. 2)

$$f_Z(t)_2 = f_Z(T) - \alpha(t - T) = f_0 - \alpha t + 2\alpha T; \quad (11)$$

$$f_R(t)_2 = f_R(T + \tau) - \alpha(t - T - \tau) = f_0 + \alpha T - \alpha t + \alpha T + \alpha\tau = f_0 - \alpha t + 2\alpha T + \alpha\tau,$$

где $f_Z(T) = f_0 + \alpha T$, $f_R(T + \tau) = f_0 + \alpha T$.

Разностная частота на этом интервале будет постоянна:

$$\Delta f(t)_2 = [f_Z(t_2) - f_R(t_2)] = -\alpha\tau. \quad (12)$$

Заметим, что её знак изменился на противоположный по отношению к знаку частоты на первом полупериоде модуляции. Текущее значение разности фаз запишется как

$$\Psi_Z(t)_2 - \Psi_R(t)_2 = 2\pi \int_{T+\tau}^t [\Delta f(t)_2] dt = 2\pi(-\alpha\tau)(t - T - \tau). \quad (13)$$

И, наконец, на промежуточном интервале ($T \leq t < T + \tau$) будем иметь

$$f_Z(t)_3 = f_Z(T) - \alpha(t - T) = f_0 + \alpha T - \alpha t + \alpha T = f_0 - \alpha t + 2\alpha T; \quad (14)$$

$$f_R(t)_3 = f_0 + \alpha(t - \tau).$$

На этом интервале разностная частота

$$\Delta f(t)_3 = [f_Z(t)_3 - f_R(t)_3] = 2\alpha T - 2\alpha t + \alpha\tau = \alpha\tau + 2\alpha(T - t) \quad (15)$$

и изменяется от $+\alpha\tau$ при $t = T$ до $-\alpha\tau$ при $t = T + \tau$.

Важно отметить, что при небольших расстояниях до объекта (порядка 1 м) величина τ в соответствии с (2) составляет лишь доли наносекунды, что несоизмеримо мало в сравнении с периодом сигнала ($1/\alpha\tau$), имеющим порядок 10^{-5} с, и периодом модуляции T порядка 10^{-4} с. Поэтому далее будем считать, что изменение знака частоты на границе интервалов 1 и 2 происходит скачкообразно.

Для случая неподвижного объекта эпюры разностной частоты, разностной фазы и график интерференционного сигнала представлены на рис. 3, *a—c*.

Итак, мы показали, что при неподвижном исследуемом объекте частота интерференционного сигнала равна $\alpha\tau$ и на каждом полупериоде модуляции меняет знак на противоположный.

Теперь рассмотрим случай, когда исследуемый объект движется со скоростью V под углом θ к направлению зондирующего луча. Это движение вследствие эффекта Доплера приведёт к изменению частоты рассеянного излучения на величину

$$f_D = (\pm 2V \cos \theta) / \lambda, \quad (16)$$

где λ — длина волны излучения лазера. Знак «+» следует относить к случаю, когда объект приближается к лазеру, и знак «-», когда объект удаляется.

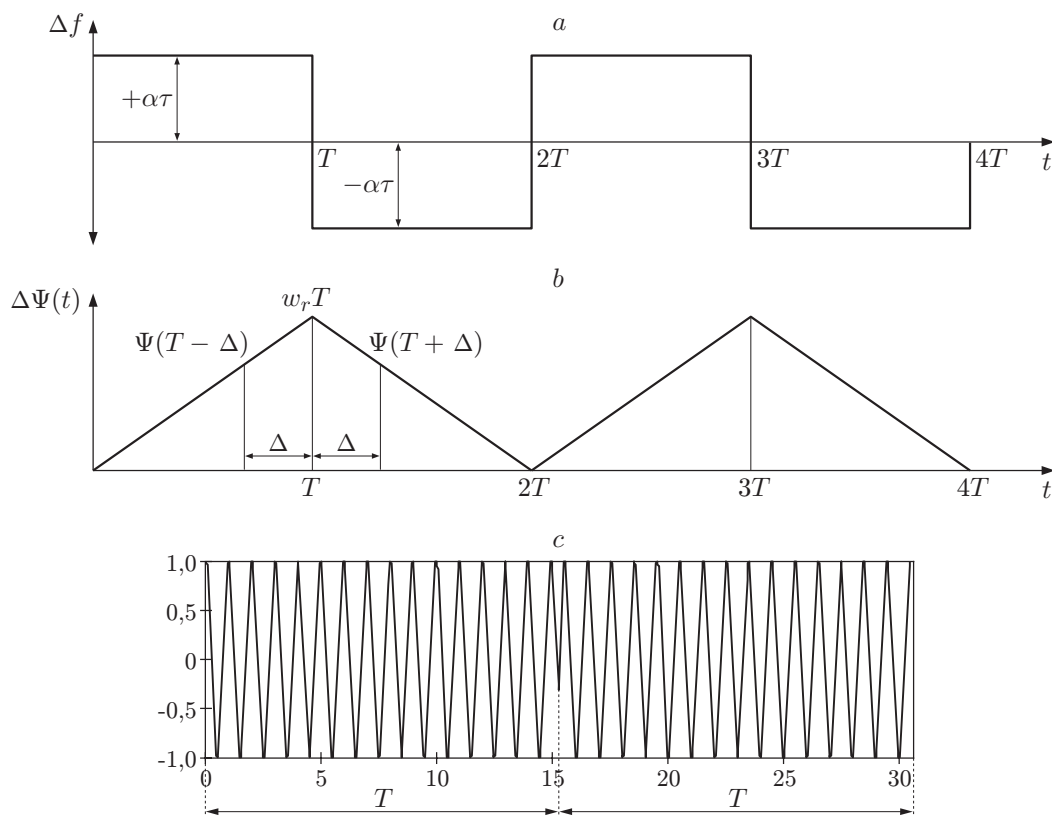


Рис. 3

С учётом того что при движении объекта изменяется расстояние до него, при выводе выражений для частоты интерференционного сигнала следует принять в расчёт не только доплеровское смещение, но и изменение частоты, обусловленное запаздыванием света, рассеянного объектом. Тогда, как следует из выражений (16) и (2), частота интерференционного сигнала примет вид

$$f(t) = f_D \pm f_d = f_D \pm \alpha\tau = \frac{2V(t)}{\lambda} \pm \frac{2\alpha S(t)}{c}, \quad S(t) = S(0) + \int_0^t V(t)dt. \quad (17)$$

Здесь $V(t)$ — проекция вектора скорости на направление зондирующего луча; $f_d = \alpha\tau$ — начальная разностная частота, обусловленная дальностью до объекта; $S(0)$ — начальная дальность до объекта.

Таким образом, частота интерференционного сигнала, измеряемая на каждом полупериоде модуляции, при неизменном направлении движения объекта будет определяться как

$$f_+ = f_D + f_d; \quad f_- = f_D - f_d, \quad (18)$$

а интерференционный сигнал примет вид

$$I_1(t) = I_0 \cos \left[4\pi \left(\frac{V(t)}{\lambda} t \pm \frac{\alpha \int_0^T S(t)dt}{c} \right) \right]. \quad (19)$$

Если направление движения меняет знак, то соответственно должен быть изменён и знак перед первым членом фазы выражения (19).

Теперь можем констатировать, что частота сигнала на одном полупериоде модуляции, когда частота зондирующего поля возрастает, а объект движется в направлении к лазеру, будет равна сумме частот, определяемых дальностью до объекта и эффектом Доплера, а когда измерения осуществляются на другом полупериоде — разностью.

Понятно, что если измерять частоту сигнала на каждом полупериоде модуляции и суммировать или вычитать их, то получим соответственно значение доплеровской частоты, пропорциональное скорости, и значение частоты, пропорциональное дальности:

$$f_D = 0,5(f_+ + f_-), \quad (20)$$

$$f_d = 0,5(f_+ - f_-). \quad (21)$$

Таким образом, можно утверждать, что одновременные оценки дальности до движущегося объекта и его скорости возможны.

Экспериментальная проверка методики. Экспериментальная проверка возможности одновременного измерения скорости и дальности проводилась следующим образом. В качестве исследуемого объекта использовался массивный металлический диск диаметром 30 см, вращающийся с постоянной скоростью, поддерживаемой системой автоматической фазовой автоподстройки частоты со стабилизацией по кварцевому генератору с нестабильностью частоты 10^{-6} . Биения диска были сведены к 30 мкм, так что флуктуации линейной скорости его боковой поверхности не превышали 10^{-4} . С учётом этого оценённые

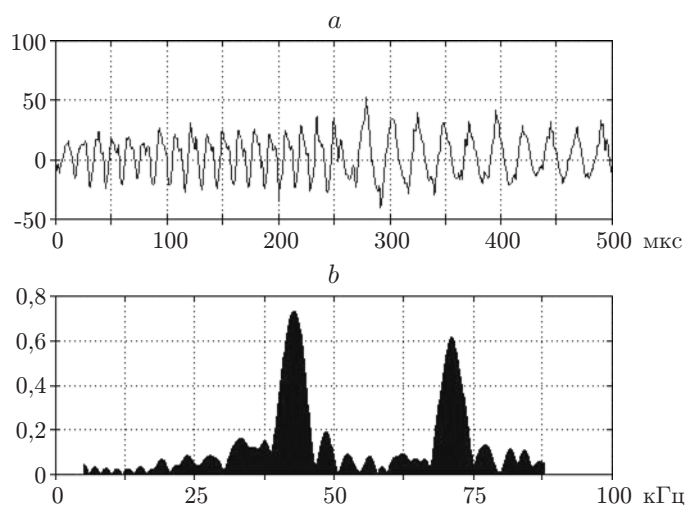


Рис. 4

далее погрешности можно считать методическими погрешностями предлагаемого способа измерений.

Для того чтобы при заданной дальности до диска получить сигнал, несущий информацию о его скорости, луч лазера направлялся на диск под небольшим углом относительно нормали к его боковой поверхности. При этом рассеянный свет приобретал некоторое доплеровское смещение частоты и, кроме того, его частота получала дополнительное смещение за счёт времени пролёта света до диска и обратно. В результате на выходе встроенного в лазер контрольного фотодиода появлялся сигнал (рис. 4, *a*), частота которого на одной половине модуляционной пики равнялась сумме доплеровской частоты и частоты, определяемой дальностью, а на другой — их разности. Этот сигнал с помощью быстрого АЦП с частотой квантования 1 МГц оцифровывался в виде 500 отсчётов и с помощью стандартной программы подвергался быстрому преобразованию Фурье. Старт работы АЦП осуществлялся по сигналу модуляции. В результате фурье-преобразования компьютер выдавал «двугорбую» реализацию спектральной плотности мощности сигнала, показанную на рис. 4, *b*, с максимумами на частотах 42,625 и 70,75 кГц.

Далее специальная программа обеспечивала поиск положения обоих максимумов на оси частот и соответствующие значения принимались в качестве оценок суммарной и разностной частот. Чтобы получить высокое спектральное разрешение и высокую точность оценок, к оцифрованным 500 значениям сигнала добавлялось 7500 нулевых значений. В качестве примера в табл. 1 представлены 150 пар (сериями по 10 пар с разрешением 0,125) одновременных отсчётов разностной и суммарной частот для случая, когда дальность до исследуемого объекта составляла 1 м. В верхней строке для каждой серии содержатся значения разностных частот, а в нижней — суммарных.

На основе этих данных вычислялись значения полуразности частот, которые оказались пропорциональными проекции вектора скорости V . Путём статистической обработки получены среднее значение доплеровской частоты (скорости), равное 15,40 кГц, и его среднеквадратичные отклонения при осреднении по 50, 30, 15, 10 и 5 отсчётам и без осреднения. Эти результаты сведены в табл. 2, из которой видно, что при осреднении 50 значений полуразности частот среднеквадратичная ошибка в оценке скорости составляет 0,94 %. Анализ данных таблицы показывает, что значения ошибок падают обратно пропорционально корню квадратному из числа осреднений.

Среднее значение частоты, равное 55,25 кГц, пропорциональное дальности, и её сред-

Таблица 1

Количество серий	Пары отсчётов разностной и суммарной частот									
	1	39,500	36,000	43,250	39,875	42,750	38,875	36,125	41,375	39,500
	66,875	69,875	73,125	69,125	69,125	66,750	69,000	68,125	73,000	66,875
2	40,000	41,000	39,500	37,750	37,750	38,250	43,250	40,375	40,875	39,375
	73,625	72,375	66,750	67,000	68,500	70,000	70,500	71,750	70,375	68,250
3	41,750	41,000	37,125	36,000	43,375	39,000	39,000	40,625	39,375	39,250
	67,500	71,250	72,500	72,000	74,000	67,625	67,500	68,250	66,750	71,625
4	40,125	41,125	40,375	42,750	38,750	40,000	41,125	39,250	39,875	41,500
	69,375	73,750	66,750	69,875	68,000	66,250	74,500	66,500	70,000	74,625
5	39,250	37,750	40,375	38,375	40,125	41,250	38,125	39,875	39,875	40,250
	70,250	68,750	79,000	69,750	64,000	70,625	67,625	70,000	67,250	68,875
6	36,250	39,625	41,125	38,750	37,375	37,875	38,500	40,750	42,625	42,375
	66,500	69,500	74,125	72,000	69,875	70,250	71,500	73,500	70,750	71,625
7	39,250	36,375	42,375	39,375	41,625	41,875	43,000	43,875	40,750	40,250
	70,000	65,125	68,625	69,125	74,250	68,125	69,500	71,375	71,875	68,500
8	38,875	43,625	38,750	39,500	40,375	41,000	42,750	40,625	39,750	41,625
	73,750	72,000	69,250	70,500	69,250	73,625	71,250	71,375	69,625	69,875
9	41,375	43,750	38,250	40,250	40,500	38,250	38,250	39,875	37,500	41,750
	73,500	72,500	70,875	72,125	70,750	74,000	75,000	64,250	72,500	71,250
10	41,000	36,000	37,625	41,625	39,000	38,125	38,500	40,625	40,500	41,375
	70,000	73,000	70,500	70,125	73,000	71,500	70,000	68,635	70,000	73,250
11	39,875	39,500	37,250	39,000	37,250	38,875	41,875	39,000	42,250	41,875
	72,500	70,750	72,375	73,250	79,125	69,875	69,125	73,250	68,000	69,250
12	37,000	39,375	39,375	40,625	38,730	39,000	40,000	41,000	39,000	38,875
	71,250	72,000	73,750	72,500	69,750	70,500	70,625	75,750	71,500	71,625
13	40,500	41,000	38,625	39,000	38,250	41,375	40,250	36,625	40,125	38,875
	70,000	73,250	73,750	72,625	69,825	73,000	69,000	71,125	69,250	71,625
14	37,375	39,250	40,625	41,375	34,750	41,125	39,500	38,500	42,500	41,875
	72,750	64,125	73,000	74,250	71,750	68,875	72,250	72,250	68,875	75,000
15	41,250	37,125	41,500	41,625	41,250	39,000	38,125	40,250	42,625	40,000
	70,500	70,375	68,500	71,375	67,875	71,250	71,250	68,500	72,875	73,000

неквадратичные отклонения при осреднениях по 50, 30, 15, 10 и 5 отсчётам и без осреднения вычислены также для полусуммы частот и сведены в табл. 3. Из этой таблицы следует, что при осреднении полусуммы частот по 50 значениям дальность может быть оценена со среднеквадратичной ошибкой в 0,31 %.

Полученные результаты позволяют также оценить погрешности измерений при заданном быстродействии измерительной системы. Так, например, при быстродействии системы измерений, равном 10 значениям оцениваемых величин в одну секунду, погрешность измерений скорости составит 0,5 %, а погрешность дальности — 0,16 %.

Аналогичные эксперименты были проведены с изменёнными значениями дальности до диска. Результаты оказались близкими.

Таблица 2

Количество осреднений	СКО, %
50	0,94
30	1,65
15	2,53
10	3,25
5	4,48
1	9,82

Таблица 3

Количество осреднений	СКО, %
50	0,31
30	0,49
15	0,73
10	0,95
5	1,32
1	2,96

Заключение. Из представленного материала следует, что методы интерферометрии, основанные на оптической обратной связи и линейной частотной модуляции излучения полупроводниковых лазеров, позволяют реализовать одновременные измерения скорости и дальности с погрешностями порядка 0,5 и 0,16 % соответственно при выдаче результатов измерений 10 раз/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lang R., Kobayashi K.** External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE Journ. Quant. Electron. 1980. **16**, N 3. P. 347–355.
2. **Bosch T., Servagent N., Donati S.** Optical feedback interferometry for sensing application // Opt. Eng. 2001. **40**, N 1. P. 20–27.
3. **Plantier G., Bes C., Bosch T.** Behavioral model of a self-mixing laser diode sensor // IEEE Journ. Quant. Electron. 2005. **41**, N 9. P. 1157–1167.
4. **Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch T.** Laser diode self-mixing technique for sensing applications // Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. **4**, N 6. P. 283–294.
5. **Соболев В. С., Уткин Е. Н., Щербаченко А. М. и др.** Активная лазерная интерферометрия: состояние и перспективы // Автометрия. 2004. **40**, № 6. С. 4–18.
6. **Plantier G., Servagent N., Bosch T., Sourice A.** Real-time tracking of time-varying velocity using a self-mixing laser diode // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2004. **53**, N 1. P. 109–115.
7. **Bes C., Plantier G., Bosch T.** Displacement measurements using a self-mixing laser diode under moderate feedback // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2006. **55**, N 4. P. 1101–1105.
8. **Plantier G., Servagent N., Sourice A., Bosch T.** Real-time parametric estimation of velocity using optical feedback interferometry // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2001. **50**, N 4. P. 915–919.
9. **Соболев В. С., Кашеева Г. А.** Активная лазерная интерферометрия с частотной модуляцией // Автометрия. 2008. **44**, № 6. С. 49–65.
10. **Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Авдеев К. С.** Определение расстояния до объекта с помощью частотно-модулированного полупроводникового лазерного автодина // Письма в ЖТФ. 2007. **33**, № 21. С. 72–77.
11. **Kobayashi S., Yamamoto Yo., Ito M., Kimura T.** Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers // IEEE Journ. Quant. Electron. 1982. **18**, N 4. P. 582–592.

Поступила в редакцию 13 марта 2012 г.
