

и закрывающий схему И₄. На индикаторе отсчета при этом будет зафиксирован результат усреднения m числа измерений.

Таким образом, рассмотренная структурная схема обеспечивает решение требуемых при измерении g задач. Она позволяет сравнительно просто реализовать СВБ транспортабельного лазерного гравиметра на базе серийно выпускаемых микросхем серий 137 и 155.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. S a c u m a. Recent Developments in the Absolute Measurement of Gravitational Acceleration in Proceedings of the International Conference on Precision Measurement and Fundamental Constants. Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 343, edited by D. N. Langenberg and B. N. Taylor, p. 447. U. S. Government Printing Office, Washington, D. C. 1971.
2. Е. Н. Калиш, Ю. Ф. Стусь. Анализ погрешностей электронно-счетного блока.— В кн.: Измерение абсолютного значения гравитационного ускорения. Новосибирск, 1972.
3. Г. П. Арнаутков, Л. Д. Гик, Е. Н. Калиш, И. С. Малышев, Ю. Ф. Стусь. Механическая и электронная схемы гравиметра.— В кн.: Измерение абсолютного значения гравитационного ускорения. Новосибирск, 1972.
4. Л. Д. Гик, В. Н. Затолокин, Ю. Е. Нестерихин, Л. А. Петрашевич, М. Г. Смирнов. Вопросы обработки результатов абсолютных измерений ускорения силы тяжести.— В кн.: Измерение абсолютного значения гравитационного ускорения. Новосибирск, 1972.
5. Г. И. Тахванов, Ю. Ш. Шхалахов. К вопросу о построении импульсных моделей с обратной связью. Математическое моделирование и электрические цепи. Киев, «Наукова думка», 1964.
6. Ян Си-Зен. Определение максимальной погрешности двоичного умножителя.— Автоматика и телемеханика, 1960, т. XXI, № 7.
7. Г. П. Арнаутков, Л. Д. Гик, Е. Н. Калиш, В. П. Коронкевич, Ю. Е. Нестерихин, Ю. Ф. Стусь. Точность измерения лазерным гравиметром.— В кн.: Измерение абсолютного значения гравитационного ускорения. Новосибирск, 1972.

Поступила в редакцию 26 февраля 1974 г.

УДК 532.574.082.54.1088.8

**Ю. Г. ВАСИЛЕНКО, Ю. Н. ДУБНИЩЕВ, В. С. СОБОЛЕВ,
А. А. СТОЛПОВСКИЙ**

(Новосибирск)

ЛАЗЕРНЫЕ ДОППЛЕРОВСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ВЕКТОРА СКОРОСТИ СО СМЕЩЕНИЕМ ЧАСТОТЫ

Определение направления вектора скорости одновременно с измерением его величины является важной задачей, особенно при исследовании вихревых потоков. Один из способов определения знака заключается в несимметричной деформации огибающей доплеровского сигнала путем применения соответствующих амплитудных фильтров в приемной части оптической схемы или формирования в рассеивающем объеме интерференционного поля с несимметричным распределением интенсивности в направлении измеряемой компоненты скорости. Фотография сигнала,

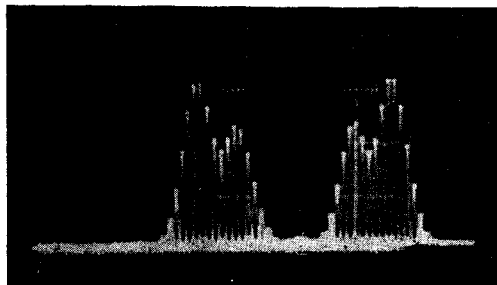


Рис. 1.

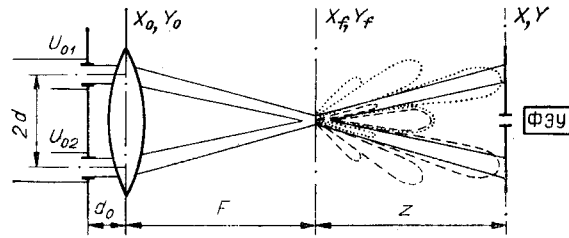


Рис. 2.

полученного в схеме, работающей по описанному принципу, показана на рис. 1. Смена знака скорости соответствует перестановке переднего и заднего фронтов доплеровского импульса. Положение метки легко определяется простой схемой совпадения в блоке электрон

ной обработки и может служить индикатором знака скорости. Следует, однако, отметить, что при больших концентрациях рассеивающих частиц вследствие переналаживания сигналов этот способ оказывается недостаточно надежным.

Другой способ предполагает применение оптических схем с квадратурным выходом [1], когда в рассеивающем объеме создаются два сдвинутых по фазе на $\pi/2$ ортогонально-поляризованных интерференционных поля. В этом случае знак скорости определяется фазочувствительным анализатором разности фаз доплеровских сигналов с выходов фотоприемников.

Наиболее перспективным способом построения знаковчувствительных лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) является смещение частоты одного или нескольких световых пучков. Для этих целей используются различного типа однополосные модуляторы [2] либо двухчастотные лазеры [3].

Настоящая работа посвящена анализу двухчастотной схемы ЛДИС и описанию некоторых устройств, удобных для практического использования.

Для рассмотрения выберем обобщенную оптическую схему, представленную на рис. 2, и воспользуемся методикой, описанной в [4]. Входные пучки в схеме принимаются параллельными, имеющими распределение поля в передней главной плоскости (X_0, Y_0) направляющего объектива соответственно U_{01} и U_{02} . Рассеивающие частицы движутся в области пересечения падающих пучков в задней фокальной плоскости объектива (X_f, Y_f) . Результирующее поле регистрируется фотоприемником в плоскости (X, Y) , параллельной фокальной плоскости. Пусть входные пучки имеют гауссовское распределение поля в передней главной фокальной плоскости объектива:

$$\begin{aligned} U_{01} &= A_1 \exp \{-\varepsilon_1 [(X_0 - a)^2 + Y_0^2] - j\Omega t\}; \\ U_{02} &= A_2 \exp \{-\varepsilon_2 [(X_0 + a)^2 + Y_0^2]\}; \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sigma^2} - j \frac{K_{1,2}}{R_0} \right), \quad R_0 = e \left[1 + \left(\frac{2l}{R_s} \right)^2 \right], \quad R_0 \text{ — радиус кривизны волнового фронта; } \sigma = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{2l}{R_s} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad R_s \text{ — конфокальный параметр лазера; } \sigma_0 \text{ — размер перетяжки лазерного пучка; } l \text{ — расстояние от перетяжки до главной плоскости объектива; } K_1, K_2 \text{ — волновые числа соответственно первого и второго лазерного пучков; } \Omega \text{ — частотный сдвиг между входными пучками, внесенный однополосным частотным модулятором.}$$

Импульсный отклик объектива в пренебрежении конечным размером апертуры имеет вид

$$\begin{aligned} h(X_0, Y_0; X_f, Y_f; K) &= \frac{K}{j2\pi F} \exp \left[j \frac{K}{2F} (X_f^2 + Y_f^2) \right] \times \\ &\times \exp \left[-j \frac{K}{F} (X_0 X_f + Y_0 Y_f) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Поле в плоскости (X_f, Y_f) определяется выражением

$$U(X_f, Y_f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{h(X_0, Y_0; X_f, Y_f; K_1) U_{01} + h(X_0, Y_0; X_f, Y_f; K_2) U_{02}\} dX_0 dY_0. \quad (3)$$

Из (1), (2) и (3) получаем с точностью до постоянной фазы

$$U(X_f, Y_f) = B_1 \exp\left[-j\left(\frac{aK_1 X_f}{F} + \Omega t\right)\right] + B_2 \exp\left(-\frac{jaK_2 X_f}{F}\right), \quad (4)$$

где

$$B_1 = \frac{K_1}{2F\sqrt{\pi\epsilon_1}} A_1 U(Y_f, K_1) \exp\left(-\frac{K_1 \gamma_1}{2F} X_f^2\right);$$

$$B_2 = \frac{K_2}{2F\sqrt{\pi\epsilon_2}} A_2 U(Y_f, K_2) \exp\left(-\frac{K_2 \gamma_2}{2F} X_f^2\right);$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{K_{1,2}}{2F\epsilon_{1,2}} - j;$$

$$U(Y_f, K_{1,2}) = \sqrt{\frac{\pi}{\epsilon_{1,2}}} \exp\left(-\frac{K_{1,2}\gamma}{2F} Y_f^2\right).$$

Пусть в плоскости (X_f, Y_f) в направлении X_f со скоростью V движется рассеивающая частица, которую представим пространственно-частотным фильтром с характеристикой:

$$P(X_f, Y_f) = \begin{cases} 1 & \text{при } V(t-t_0) - \frac{b}{2} \leq X_f \leq V(t-t_0) + \frac{b}{2}; \\ 0 & \text{при } X_f > V(t-t_0) + \frac{b}{2}, X_f < V(t-t_0) - \frac{b}{2}; \\ & -\infty \leq Y_f \leq \infty. \end{cases} \quad (5)$$

Результирующее поле в плоскости X, Y описывается выражением, полученным из (4) и (5):

$$U(X, Y) = \frac{1}{2\pi z} \iint \left\{ K_1 U(X_f, Y_f; K_1) \exp\left[-j\frac{K_1}{z}(XX_f + YY_f)\right] + K_2 U(X_f, Y_f; K_2) \exp\left[-j\frac{K_2}{z}(XX_f + YY_f)\right] \right\} [1 - P(X_f, Y_f)] dX_f dY_f. \quad (6)$$

В дифференциальной схеме ЛДИС исследуется результирующее поле в плоскости (X, Y) в области $\left|\frac{X}{z}\right| \ll \frac{a}{F}$, $\left|\frac{X}{z}\right| > \frac{a}{F}$. В приближении Фраунгофера после интегрирования получаем для $\left|\frac{X}{z}\right| \ll \frac{a}{F}$

$$U(X, Y) = b \left\{ D_1 \operatorname{sinc}\left[\frac{K_1 b}{2\pi}\left(\frac{X}{z} + \frac{a}{F}\right)\right] \exp\left[\frac{K_1 \gamma_1}{2F} V^2 (t-t_0)^2\right] \times \right. \\ \times \exp\left[-jK_1\left(\frac{X}{z} + \frac{a}{F}\right)V(t-t_0)\right] \exp(-j\Omega t) + D_2 \operatorname{sinc}\left[\frac{K_2 b}{2\pi}\left(\frac{X}{z} - \frac{a}{F}\right)\right] \exp\left[\frac{K_2 \gamma_2}{2F} V^2 (t-t_0)^2\right] \exp\left[-jK_2\left(\frac{X}{z} - \frac{a}{F}\right)V(t-t_0)\right] \right\}, \quad (7)$$

где

$$D_{1,2} = \frac{K_{1,2}^2}{4\pi F z \sqrt{\epsilon_{1,2}}} U(Y, K_{1,2}) \exp\left(j\frac{K_{1,2} X^2}{2z}\right).$$

Отсюда выходной сигнал фотоприемника, имеющего достаточно малую апертуру и помещенного в точку X , описывается выражением

$$\begin{aligned}
 I = \eta |U(X, Y)|^2 = \eta b^2 & \left\{ |D_1|^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{K_1 b}{2\pi} \left(\frac{X}{z} + \frac{a}{F} \right) \right] \exp \left[\frac{K_1 \operatorname{Re}(\gamma_1)}{F} V^2 (t - t_0)^2 \right] + \right. \\
 & |D_2|^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{K_2 b}{2\pi} \left(\frac{X}{z} - \frac{a}{F} \right) \right] \exp \left[\frac{K_2 \operatorname{Re}(\gamma_2)}{F} V^2 (t - t_0)^2 \right] + \\
 & 2 |D_1| |D_2| \exp \left[\frac{K_1 \operatorname{Re}(\gamma_1) + K_2 \operatorname{Re}(\gamma_2)}{2F} V^2 (t - t_0)^2 \right] \operatorname{sinc} \left[\frac{K_1 b}{2\pi} \left(\frac{X}{z} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{a}{F} \right) \right] \operatorname{sinc} \left[\frac{K_2 b}{2\pi} \left(\frac{X}{z} - \frac{a}{F} \right) \right] \cos \left[\frac{a(K_1 + K_2)}{F} V (t - t_0) + \right. \\
 & \left. + \frac{(K_1 - K_2) X}{z} V (t - t_0) + \Omega (t - t_0) + \frac{K_1 \operatorname{Im}(\gamma_1) - K_2 \operatorname{Im}(\gamma_2)}{2F} V^2 (t - t_0)^2 + \right. \\
 & \left. \left. \left. \frac{K_1 - K_2}{2z} X^2 \right] \right\}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Как видно из (8), выходной сигнал содержит низкочастотную аддитивную компоненту и доплеровскую составляющую. Условием существования доплеровской составляющей является необходимость совместного существования функций

$$\operatorname{sinc} \left[\frac{K_1 b}{2\pi} \left(\frac{X}{z} + \frac{a}{F} \right) \right] \quad \text{и} \quad \operatorname{sinc} \left[\frac{K_2 b}{2\pi} \left(\frac{X}{z} - \frac{a}{F} \right) \right].$$

Физически это условие означает необходимость перекрытия на апертуре фотоприемника дифракционных максимумов света, рассеянного на частице от первого и второго падающих пучков.

В [1, 4] обсуждаются следующие требования к размеру частицы.

Из анализа фазового члена доплеровской составляющей в выражении (8) следует, что доплеровская частота определяется формулой

$$\omega_d = \frac{a(K_1 + K_2)}{F} V + \Omega + \frac{(K_1 - K_2) X}{z} V + \frac{K_1 \operatorname{Im}(\gamma_1) - K_2 \operatorname{Im}(\gamma_2)}{2F} V^2 (t - t_0). \quad (9)$$

Легко видеть, что при большой разности волновых векторов, интерферирующих в потоке пучков, доплеровская частота зависит от приемной апертуры. Кроме того, появляется член, соответствующий линейной зависимости доплеровской частоты от времени. Это ограничивает точность измерений скорости. Физически это объясняется несовпадением сферических волновых фронтов пучков, сформированных объективом. Фазовый член, квадратично зависящий от размера приемной апертуры $\frac{K_1 - K_2}{2z} X^2$, появляется вследствие несогласования сферических волновых фронтов рассеянных пучков.

Если разность частот входных пучков удовлетворяет условию

$$\frac{\Omega}{\omega} \ll 1, \quad \text{то} \quad K_2 = K_1 \left(1 + \frac{\Omega}{K_1 c} \right) = K \left(1 + \frac{\Omega}{K c} \right); \quad \lambda_2 = \lambda_1 \left(1 - \frac{\Omega}{\omega} \right) = \lambda \left(1 - \frac{\Omega}{\omega} \right).$$

При этом зависимостью огибающей доплеровской составляющей от Ω можно пренебречь, имея в виду, что в реальных системах электронной обработки доплеровский сигнал обычно ограничивается по амплитуде.

Изменением частоты Ω можно осуществить перенос спектра доплеровской составляющей в удобную частотную область и отфильтровать в выходном сигнале аддитивную низкочастотную составляющую и лазерные шумы, спектр которых находится на низких частотах. При этом

выражение для выходного сигнала с отфильтрованной низкочастотной составляющей примет вид:

$$I = 2\eta b^2 \exp\left[\frac{K \operatorname{Re}(\gamma)}{F} V^2 (t - t_0)^2\right] \operatorname{sinc}\left[\frac{Kb}{2\pi}\left(\frac{X}{z} + \frac{a}{F}\right)\right] \times \\ \times \operatorname{sinc}\left[\frac{Kb}{2\pi}\left(\frac{X}{z} - \frac{a}{F}\right)\right] \cos\left[\frac{2aK}{F}\left(1 + \frac{\Omega}{2Kc}\right)V(t - t_0) + \frac{\Omega X}{cz}V(t - t_0) + \right. \\ \left. + \Omega(t - t_0) + \frac{K \operatorname{Im}(\gamma)\Omega}{2Fc}V^2(t - t_0)^2 + \frac{\omega X^2}{2zc}\right]. \quad (10)$$

Из (10) следует, что максимальный частотный сдвиг необходимо выбирать из условия

$$\frac{\Omega}{c}\left(\frac{X}{z} + \frac{K \operatorname{Im}(\gamma) V_{\max} \delta}{2Fc}\right) \leq \frac{2aK}{F}\left(1 + \frac{\Omega}{2Kc}\right)\Delta,$$

где V_{\max} — максимальная измеряемая скорость; δ — пространственное разрешение; Δ — заданная относительная точность измерений.

Если выбранная частота $\Omega < 10^8$ Гц, то малыми членами в (10), линейными по Ω/c , можно пренебречь. Тогда для выходного сигнала фотоприемника с малой апертурой, помещенного в точку $X=0$, получаем

$$I = 2\eta S b^2 \exp\left[\frac{K \operatorname{Re}(\gamma)}{F} V^2 (t - t_0)^2\right] \operatorname{sinc}^2\left[\frac{Kba}{2\pi F}\right] \cos\left[\left(\frac{2aK}{F}V + \Omega\right)(t - t_0)\right], \quad (11)$$

здесь S — размер апертуры.

Из (11) видно, что нулевой скорости соответствует частота доплеровской составляющей, равная Ω . Смене знака скорости соответствует изменение частоты относительно величины Ω . Огибающая сигнала при переносе спектра на Ω не изменяется.

Нами разработано и экспериментально опробовано несколько схем ЛДИС со смещением частоты, в которых однополосный частотный модулятор используется одновременно и как расщепитель лазерного луча, что составляет существенное преимущество перед известными работками.

Одна из схем представлена на рис. 3. Луч лазера 1 после прохождения объектива 2 попадает на брэгговскую акустооптическую ячейку 3, где в результате дифракции на бегущей ультразвуковой волне расщепляется на два пучка. Угол между расщепленными пучками удовлетворяет известному условию брэгговской дифракции [5]: $\sin \theta = \lambda/2\Lambda$, где Λ — длина ультразвуковой волны.

Частотный сдвиг между расщепленными пучками равен частоте ультразвуковой волны. Расщепленные пучки объективом 4 направляются в исследуемую область потока, где с помощью входной оптической системы 2 формируется интерференционное поле с бегущими полосками. Изображение интерференционной решетки в свете, рассеянном на движущихся в потоке частицах, формируется приемным объективом 5 с апертурной диафрагмой 6 на фотоприемнике 7. Полу-

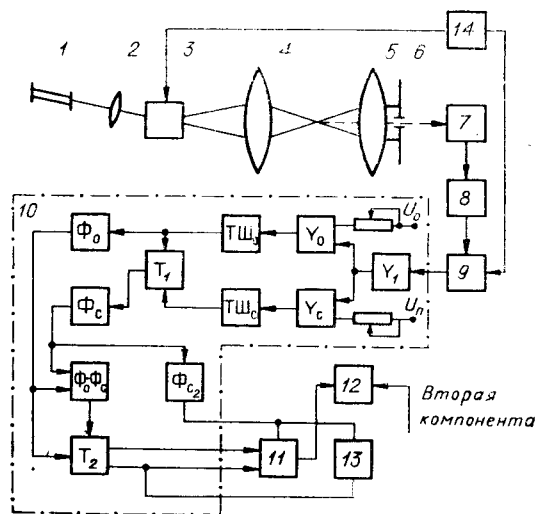


Рис. 3.

ченный сигнал усиливается и фильтруется полосовым усилителем 8 и затем подается на смеситель 9, с помощью которого его спектр может быть смещен в любую желаемую область частот. Далее сигнал подается на специальный формирователь 10, создающий пачки импульсов и строб-импульсы. Частота импульсов в пачке равна частоте доплеровского сигнала, а длительность строб-импульса точно отвечает времени существования сигнала от каждой частицы. Эти сигналы подаются на частотный демодулятор с памятью 11, коррелятор 12 и на частотомер 13 с управляемым временем счета. Частотный модулятор выдает аналоговый сигнал, пропорциональный мгновенной скорости, а показания частотомера соответствуют усредненным значениям скорости за заданное время. Сигнал с генератора 14 поступает на акустооптическую ячейку 3 и на второй вход смесителя 9.

Следует подробнее рассмотреть работу специального формирователя (11).

Сигнал с выхода смесителя усиливается усилителем U_1 и разветвляется на два канала, каждый из которых содержит пороговый усилитель-ограничитель U_0 , U_c и триггер Шмитта $TШ_0$ и $TШ_c$. Порог срабатывания для формирования импульсов по каналу 1 устанавливается фиксированным и близким к нулю, а по каналу II — переменным. Затем импульсы с триггеров Шмитта поступают на триггер T_1 с отдельным входом для получения сигнальной последовательности импульсов и после прохождения формирователей Φ_0 , Φ_c подаются на схему вычитания $\Phi_0 - \Phi_c$ и на триггер T_2 для образования строб-импульсов. Сигнальная последовательность импульсов и строб-импульсов используется для управления частотным демодулятором и частотомером.

Возможность переноса доплеровского спектра и простота фильтрации аддитивной составляющей сигнала особенно важна в случаях, когда одновременно измеряются две ортогональные, сильно отличающиеся по величине компоненты скорости. Такая ситуация представлена на рис. 4, где изображено сечение рассеивающего объема в исследуемой области потока для одночастотной ($\Omega=0$) дифференциальной схемы. Интерференционное поле ориентировано на измерение X - и Y -компонент вектора скорости. Так как ширина спектра аддитивной и доплеровской составляющих определяется временем пролета рассеивающей частицы через область локализации интерференционного поля $\tau = \delta/V_{x,y}$, а разнос спектров определяется временем пересечения одной интерференционной полосы $\tau_d = W/V_{x,y}$, то при $V_y \ll V_x$ для сигнала компоненты V_y эти спектры перекрываются и обработка сигнала

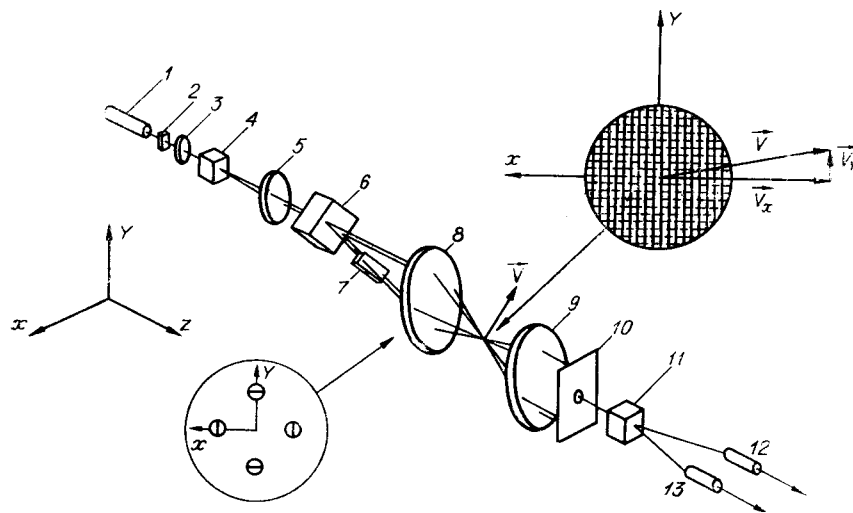


Рис. 4.

становится затруднительной. Переход к двухчастотной схеме позволяет сформировать интерференционное поле с полосами, бегущими в направлениях V_x и V_y со скоростью, пропорциональной частоте смещения Ω . При этом спектры доплеровской и аддитивной составляющих оказываются разнесенными на частоту $\Omega + 1/\tau_d$. Выбором необходимой величины Ω можно устранить перекрытие спектров и затем легко осуществить фильтрацию доплеровской составляющей.

Схема двухкомпонентного измерителя изображена на рис. 4. Измеритель состоит из последовательно расположенных лазера 1; четвертьволновой пластинки 2; поляризационного расщепителя, выполненного в виде поляризационной призмы 4, помещенной в общую фокальную плоскость объективов 3 и 5; акустооптической ячейки Брэгга 6 с бегущими ультразвуковыми волнами; полуволновой фазовой пластинки 7; объективов 8, 9; диафрагмы 10; поляризационной призмы 11 и двух фотоприемников 12, 13.

Луч лазера поляризационным расщепителем делится на два ортогонально-поляризованных пучка. В ячейке Брэгга пучки испытывают дифракцию, в результате которой образуется четыре пространственно-разделенных пучка, причем дифрагированные пучки приобретают частотный сдвиг Ω , равный частоте модуляции. Расположение и поляризация пучков в плоскости объектива 8 (см. рис. 4) позволяют сформировать два ортогонально-поляризованных интерференционных поля с полосами, бегущими во взаимно перпендикулярных направлениях. Объектив 9, диафрагма 10 и поляризационная призма 11 образуют в плоскости фотоприемников изображения интерференционных полей в ортогонально-поляризованных рассеянных пучках.

Доплеровские частоты на выходе каждого из фотоприемников соответственно пропорциональны двум взаимно-ортогональным составляющим вектора скорости.

При использовании двухкомпонентного измерителя применяются два идентичных блока электронной обработки сигнала, на выходах которых получают напряжения, пропорциональные ортогональным компонентам вектора мгновенной скорости. Если эти напряжения подать на коррелятор 13 (см.

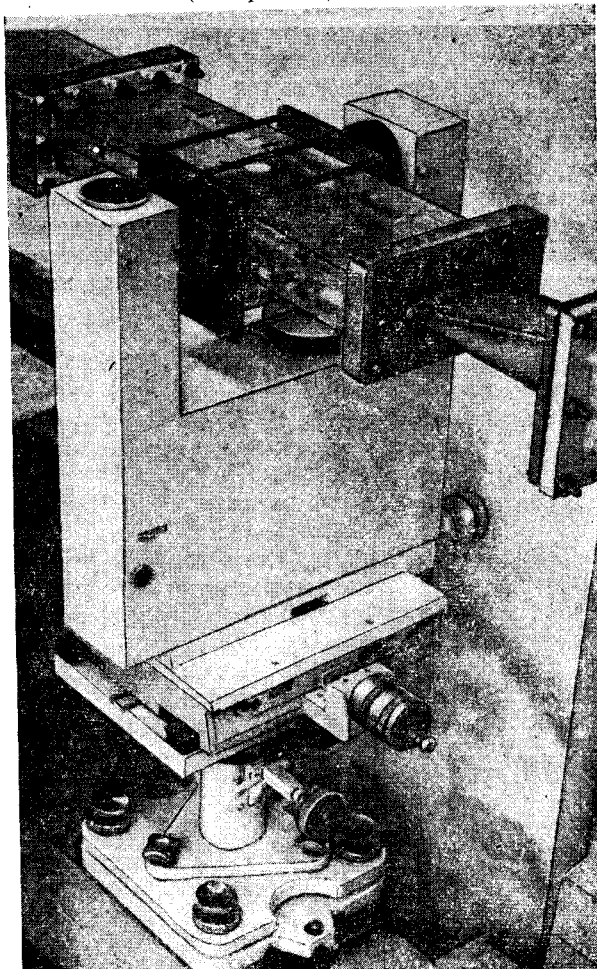


Рис. 5.

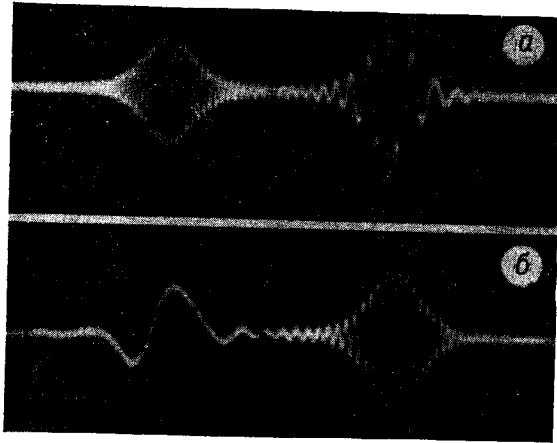


Рис. 6.

ние собранной системы подтвердило все указанные выше преимущества схем со смещением частоты. Сигнал от тонкой проволоочки, имитирующей частицу, сфотографированный с экрана осциллографа, показан на рис. 6, а.

Изменяя частоту гетеродина, можно получить нулевые биения. В этом случае аддитивная низкочастотная составляющая сигнала не будет служить помехой. Зная частоту ультразвуковых колебаний и измеряя частоту гетеродина, можно по нулевым биениям определять скорость ламинарного потока. Соответствующий нулевым биениям сигнал показан на рис. 6, б.

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Д. В. и Т. А. Шелапут за предоставленные нам акустооптические ячейки, Ф. А. Журавля и Ю. Н. Тищенко за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев. Уменьшение уровня постоянной составляющей и шумов в выходном сигнале лазерного доплеровского измерителя скорости.— *Автометрия*, 1972, № 5.
2. Направленный лазерный велосиметр.— Э. И. (Квантовая радиотехника). ВИНТИ, 1971, № 1; Реф., № 139, с. 18—25.
3. С. Н. Атугов, В. Н. Бурнашов, В. В. Воробьев, А. И. Лохматов. Интерферометр на основе двухчастотного лазера для измерения линейных или угловых перемещений.— В кн.: Труды конференции «Применение оптико-электронных приборов в измерительной технике». М., 1973.
4. Г. А. Барилл, Ю. Г. Василенко, Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич. Фурье-анализ лазерных доплеровских устройств.— *Автометрия*, 1973, № 5.
5. Е. Р. Мустель, В. М. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.

Поступила в редакцию 22 января 1974 г.