

Рис. 2. Визуализированное поле скорости потока в области, освещенной лазерным пучком и расположенной непосредственно за уступом. Ширина канала 10 мм, высота уступа ~7 мм. Меньшая освещенность соответствует большей величине скорости.

12 мм. Параметры полуконфокального интерферометра: $L = 1$ м, диаметр зеркал 30 мм, коэффициент отражения сферического зеркала $r_1^2 = 0,9$, коэффициент отражения плоского зеркала $r_2^2 = 0,98$, $\lambda = 0,63$ мкм, мощность лазера 13 мВт в основной моде. Дисперсионный интервал полуконфокального интерферометра выбирается кратным частотному интервалу между продольными модами излучения лазера. В качестве дискриминационной кривой был выбран склон резонансной функции $|h(x_3, y_3; x_0, y_0)|^2$. Время экспозиции 1 мин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакрунов А. О. и др. Голографический метод определения поля скоростей дисперсной фазы двухфазного потока.— Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1980, № 1.
2. Lee S. H. Recent Developments in Optical Information Processing Using Nonlinearity and Feedback.— In: Optical Information Processing. N. Y.: Plenum Press, 1978, vol. 2, p. 171.
3. Kotljар P. E., Nezhvenko E. S., Spektor B. I., Feldbush V. I. Optical Processing in Feedback Systems.— In: Optical Information Processing. N. Y.: Plenum Press, 1978, vol. 2, p. 155.
4. Belousov P. Ya., Dubnistchev Yu. N. The Application of an Optical Doppler Frequency Discriminator in a Laser Velocimeter.— Optics and Laser Technology, 1977, vol. 5, p. 229.

Поступила в редакцию 5 января 1981 г.

УДК 532.574.7

А. П. АЛХИМОВ, В. М. БОЙКО, А. Н. ПАПЫРИН
(Новосибирск)

РАЗВИТИЕ ЛАЗЕРНО-ДОПЛЕРОВСКИХ И СТРОБОСКОПИЧЕСКИХ АНЕМОМЕТРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

1. Среди лазерно-доплеровских измерителей скорости с прямым спектральным анализом доплеровского сдвига частоты наибольшее распространение к настоящему времени получили схемы ЛДИС, основанные на использовании многолучевых интерферометров с переменной во вре-

мени частотной характеристикой [1—4]. Для фотоэлектрической регистрации спектра в этих ЛДИС применяются методы сканирования, в которых изменение оптической длины интерферометра осуществляется с помощью механического перемещения одного из зеркал эталона или за счет изменения давления в его камере.

Типичная схема ЛДИС данного типа, предназначенная для исследования сверхзвуковых двухфазных потоков [2], содержит одночастотный гелий-неоновый лазер ЛГ-159 ($\lambda = 632,8$ нм, $W = 5$ мВт); элементы оптики, предназначенные для деления, фокусировки и сбора лазерного излучения; конфокальный интерферометр Фабри—Перо, а также схему управления и регистрации. Параметры интерферометра (расстояние между зеркалами $t = 10$ см, область свободной дисперсии $\Delta\nu_0 = 750$ МГц, аппаратурная полуширина $\delta\nu_0 = 10$ МГц) обеспечивали измерение скорости в диапазоне $V = (10 \div 870)$ м/с. Сканирование спектра осуществлялось с помощью пьезокерамического элемента, на котором устанавливалось одно из зеркал интерферометра.

Схемы ЛДИС, построенные на основе сканирующих конфокальных интерферометров, просты и удобны в эксплуатации, обеспечивают высокую светосилу и спектральное разрешение, позволяющее успешно проводить измерения скорости в широком диапазоне $V = 10 - 10^4$ м/с. Однако практическая реализация ЛДИС, обеспечивающих достаточно высокую скорость сканирования (более $10^2 - 10^3$ Гц) в сочетании с жесткостью и виброустойчивостью интерферометра, представляет значительные технические трудности. Обычно быстроедействие таких систем ограничено величиной $\tau_k \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ с. При сканировании спектра за счет изменения давления в камере интерферометра значение τ_k еще меньше и составляет $\approx 10^{-1} - 10^{-2}$ с [3].

Более высокое временное разрешение ($\tau_k \approx 10^{-7}$ с) можно получить с помощью лазерно-доплеровских систем другого класса, в которых эталон Фабри—Перо как диспергирующий элемент имеет постоянную область свободной дисперсии, а сканирование и регистрация спектра осуществляются с помощью электронно-оптических устройств. В работе [5] была предложена схема ЛДИС на основе сканирующего спектрометра, состоящего из стационарного интерферометра и двойного электронно-оптического преобразователя (ДЭОП). В этом устройстве [1] для выделения доплеровского сдвига частоты используется интерферометр с клинообразным расположением зеркал — интерферометр Физо — Толанского (ИФТ). Интерференционная картина, представляющая собой систему прямых параллельных полос (линий равной толщины), проецируется на фотокатод электронно-оптической части ДЭОП. Электронное изображение этой структуры переносится в плоскость щелевидной диафрагмы, за которой расположены диодная система электронного умножителя и коллектор. Сканирование спектра осуществляется подачей пилообразного напряжения на отклоняющие пластины ДЭОП.

При анализе аппаратурного уширения в данной схеме необходимо учитывать пространственное разрешение δ электронно-оптического преобразователя (ЭОП). Инструментальный профиль ЭОП может быть аппроксимирован гауссовой кривой [1], полуширина которой $\delta\nu_s$ связана с разрешающей способностью δ : $\delta\nu_s = \delta\Delta\nu_0/x_0$, x_0 — геометрическое расстояние, соответствующее области свободной дисперсии $\Delta\nu_0$ интерферометра. Для того чтобы использование ДЭОП не привело к значительному падению спектрального разрешения схемы, необходимо обеспечить условие $\delta\nu_s < \delta\nu_0$, $\delta\nu_0$ — аппаратурная полуширина интерферометра, $\delta\nu_0 = \Delta\nu_0/F$, F — острота полос. При характерных параметрах: $\delta \approx 0,1$ мм, $x_0 \approx 15$ мм (размер рабочего участка фотокатода) и $F \approx 100$ — нетрудно, как видно из приведенных соотношений, обеспечить условие $\delta\nu_s < \delta\nu_0$. Вопросы, связанные с выбором оптимального соотношения между шириной контура исследуемого сигнала и геометрическими размерами щели, рассмотрены в [1].

Значительный интерес представляет также разработка схем, обеспечивающих регистрацию спектра рассеянного излучения на основе непрерывной развертки интерференционной картины. Наиболее эффективным в этом случае является использование многокаскадных электронно-оптических преобразователей, которые, наряду с высоким быстродействием ($\tau \sim 10^{-8}$ с), обеспечивают хорошую чувствительность (коэффициент усиления по свету для многокаскадных ЭОП достигает $\sim 10^7$) [1].

2. Общим недостатком лазерно-доплеровских измерителей скорости на основе сканирующих интерферометров является наличие «мертвого» времени в процессе измерения. Это связано с тем, что исследуемый участок спектра, равный области свободной дисперсии интерферометра, выбирается большим, чем ширина контура рассеянного излучения. Поэтому при исследовании быстротекающих процессов большой интерес представляют следящие схемы ЛДИС [1], обеспечивающие непрерывное наблюдение во времени за скоростью движения частиц в заданной области потока. Данные схемы ЛДИС основаны на использовании многолучевых интерферометров в режиме оптических фильтров, пропускание I/I_0 , которых линейно зависит от доплеровского сдвига частоты $I/I_0 = k\Delta\nu_D$, а следовательно, и скорости движения частиц V . В этом случае выходной сигнал, амплитуда которого в каждый момент времени прямо пропорциональна V , позволяет определить среднее значение $V_{\text{ср}}$, а также разброс частиц по скоростям ΔV .

Известные к настоящему времени практические схемы следящих ЛДИС [7—9] построены на основе сферического интерферометра. В [7] описана схема лазерного доплеровского измерителя «мгновенной» скорости с использованием дефокусированного сферического эталона. Параметры интерферометра (область свободной дисперсии $\Delta\nu_0 = 500$ МГц, острота полос $F = 30$) обеспечивали разрешение по скорости ~ 3 м/с. Для получения линейной зависимости $I/I_0 \sim \Delta\nu_D$ в этой схеме применялась специальная диафрагма сложной конфигурации, которую необходимо с высокой точностью выставлять относительно оптической оси интерферометра.

Схема экспериментальной установки для исследования ЛДИС, в которой сферический эталон использовался в качестве оптического дискриминатора, описана в [8]. Разрешение по скорости составляло ~ 1 м/с. Указывается, что с помощью данного метода можно измерять скорости в диапазоне $(0,1—10^3)$ м/с. К недостатку описанной схемы следует отнести сравнительно невысокое быстродействие, ограниченное полосой пропускания системы автоподстройки частоты и составляющее в данной схеме $\approx 0,25 \cdot 10^{-2}$ с.

Следящую схему ЛДИС достаточно просто реализовать на основе многолучевого клиновидного интерферометра Физо — Толанского, интерференционная структура которого представляет собой прямые параллельные полосы — линии равной толщины. Устанавливая на выходе интерферометра диафрагму треугольной формы, легко получить линейную зависимость интенсивности прошедшего излучения I/I_0 от смещения интерференционной полосы Δx , а следовательно, и доплеровского сдвига частоты $\Delta\nu_D$, т. е. $I/I_0 \sim \Delta\nu_D$ [1, 9]. Основные элементы схемы — одночастотный гелий-неоновый лазер ЛГ-159 ($\lambda = 632,8$ нм, $W = 5$ мВт); лучевой расщепитель, предназначенный для калибровки схемы; интерферометр с клинообразным расположением плоских зеркал (ИФТ); оптический делитель; два фотоприемника; электронный блок, осуществляющий операции сложения, вычитания и деления сигналов, а также регистратор.

При изменении доплеровской частоты $\Delta\nu_D$ падающего на интерферометр рассеянного излучения происходит смещение интерференционной полосы Δx , величина которого определяется соотношением

$$\Delta x = (t\lambda/c) \Delta\lambda_D = k' \Delta\nu_D = k_1' V,$$

где φ и t — угол и расстояние между зеркалами интерферометра, c — скорость света, k_1' — постоянная, зависящая только от параметров схемы. Для регистрации смещения интерференционной полосы применялась диафрагма прямоугольной формы, поделенная по диагонали совмещенными поворотными призмами так, что часть излучения, проходящая, например, через верхний треугольник, направлялась на один фотумножитель, а другая часть — на второй, работавший в таком же режиме, как и первый. Смещение интерференционной полосы приводило к перераспределению излучения, падающего на фотоприемники. При этом амплитуды выходных сигналов с данных ФЭУ, как видно из рис. 3, можно представить в виде

$$U_1 = k_2'(l/2 - \Delta x) I_0, \quad U_2 = k_2'(l/2 + \Delta x) I_0.$$

Здесь l — ширина квадратной диафрагмы, I_0 — интенсивность рассеянного излучения, k_2' — коэффициент, зависящий от чувствительности ФЭУ. Тогда выражения для суммарного и разностного сигналов будут иметь вид $U_+ = U_1 + U_2 = lk_2' I_0$, $U_- = U_1 - U_2 = 2\Delta x k_2' I_0$.

Взяв отношение этих сигналов U_-/U_+ и учитывая, что $\Delta x = k_1' V$, получим $U = U_-/U_+ = 2\Delta x/l = k' V$.

Для калибровки схемы (определения k') с помощью неподвижного источника излучения была предусмотрена механическая система, обеспечивающая плавное перемещение диафрагмы (с точностью, равной 10 мкм) в плоскости наблюдения интерференционной картины параллельно регистрируемой полосе. По известному геометрическому расстоянию x_0 , соответствующему области свободной дисперсии Δv_0 , определялась величина $\Delta x/x_0$ для каждого значения выходного сигнала U . С другой стороны, для данной геометрии схемы рассчитывалась зависимость $\Delta x/x_0 = f(\Delta v_0)$ и, следовательно, находилось значение k' , связывающее амплитуду выходного сигнала с доплеровским смещением длины волны: $k' = U/\Delta v_0$. Очевидно, что данную калибровку можно провести также и при использовании движущегося объекта, например вращающегося диска, скорость которого измеряется независимым способом.

В [1] зависимость $\Delta x/x_0 = f(V)$ получена в лабораторных опытах с вращающимся диском. Предельное быстродействие схемы ограничено временем формирования интерференционной картины τ , которое при $F \approx 30$ и $t = 10$ см составляет величину $\tau = 2tF/c \approx 2 \cdot 10^{-8}$ с.

При измерении средней скорости потока $V_{ср}$ и ее пульсаций ΔV наиболее перспективны следящие схемы ЛДИС, обеспечивающие высокое быстродействие ($\tau_k \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ с) и ждущий режим начала работы измерителя. Для практического применения можно рекомендовать рассмотренную выше схему на основе интерферометра Физо — Толанского либо дефокусированного сферического эталона, описанную в [7].

Для получения информации о параметрах двухфазного потока, например данных о размерах частиц и их дисперсном составе, может использоваться метод лазерной визуализации [10] либо малоуглового рассеяния.

Сканирующие схемы ЛДИС в отличие от следящих способны регистрировать контур спектральной линии рассеянного излучения $I(\nu)$, по смещению и форме которого можно не только определить $V_{ср}$ и ΔV , но и оценить функции распределения частиц по размерам и скоростям. Измерители на основе конфокальных сканирующих интерферометров с применением пьезокерамики эффективны при исследовании процессов с характерными временами $\geq 10^{-3}$ с. Более высокое быстродействие ($\tau_k \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ с) свойственно схемам с электронно-оптическим сканированием спектра. Однако для их широкого внедрения в практику газодинамического эксперимента необходима разработка достаточно мощных (~ 1 Вт) лазеров, работающих в одночастотном режиме.

3. Стробоскопический метод исследования высокоскоростных потоков основан на анализе многократно зарегистрированного изображения ансамбля частиц, получаемого с помощью импульсного источника света.

К настоящему времени известен ряд работ [11—14], в которых многоэкспозиционная фоторегистрация применялась для решения различных задач, например для исследования турбулентных течений [11], измерения скорости капель [12], конвективного движения жидкости [13], свободного падения частиц [14] и т. д. Однако все эти работы относятся к измерению малых скоростей (≤ 10 м/с). Развитие мощных импульсных лазеров, а также оптических систем и фотоматериалов с высокой разрешающей способностью позволяет значительно расширить возможности данного метода, увеличив его чувствительность, пространственное и временное разрешения.

Принципиальная схема многоэкспозиционной записи изображения частиц заключается в следующем. На одном и том же фотоматериале с равными интервалами времени Δt регистрируется несколько последовательных изображений движущегося двухфазного потока. Это может быть голограмма или обычная фотография, сделанная по теневой схеме или схеме лазерного «ножа» [10]. В простейшем случае, измеряя расстояние h между двумя последовательными изображениями и зная временной интервал Δt между ними, можно определить скорость движения частиц $V = kh/\Delta t$ (k — масштабный коэффициент) и их размер. Однако визуальная обработка достаточно трудоемка, причем автоматизация этого процесса с помощью ЭВМ представляет значительные трудности [11]. Поэтому ее использование целесообразно лишь в тех случаях, когда необходимо одновременно проследить за характером движения отдельных частиц, например при исследовании процессов их соударений, дробления, коагуляции и т. д.

Оптические методы обработки информации перспективны при измерении интегральных параметров двухфазного потока. Сюда следует отнести метод пространственно-спектрального анализа (ПСА), основанный на исследовании распределения интенсивности света в дифракционной картине Фраунгофера, полученной от многократно зарегистрированного изображения потока частиц. Если транспарант с таким изображением осветить параллельным пучком когерентного света, то в фокальной плоскости линзы, осуществляющей преобразование Фурье, формируется пространственно-частотный спектр $I(\rho, \theta)$, несущий информацию о параметрах частиц.

Рассмотрим случай, когда скорость частиц не зависит от их размеров и число экспозиций $N = 2$. Тогда, воспользовавшись, например, [12], нетрудно показать, что пространственное распределение интенсивности в спектре $I(\rho, \theta)$ имеет вид

$$I(\rho, \theta) = 2 \left\{ 1 + \cos(\omega V_{cp}) \int_0^{\infty} P_V(V') \cos(\omega V') dV' \right\} \int_0^{\infty} P_R(R) B(R) dR, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi\rho\Delta t \cos(\alpha_0 - \theta)/\lambda f$; $B(R)$ — функция, определяемая размером и формой частицы; $P_V(V)$ и $P_R(R)$ — плотности вероятности распределения частиц по скоростям и размерам; $V' = V - V_{cp}$; $V_{cp} = \int_0^{\infty} V P_V(V) dV$;

ρ, θ — полярные координаты в фокальной плоскости Фурье-линзы; f — ее фокусное расстояние; λ — длина волны света; V — скорость движения частицы; α_0 — угол, задающий направление движения частицы; k — масштабный коэффициент.

Как следует из (1), спектр промодулирован полосами, расположенными нормально к вектору скорости. Зная расстояние H между ними и значения параметров $\lambda, f, \Delta t$ и k , можно определить среднюю скорость движения частиц:

$$V_{cp} = \lambda f / k \Delta t H. \quad (2)$$

Распределение интенсивности, получаемое при фотометрировании спектра в направлении, перпендикулярном к интерференционным полосам ($\theta = \alpha_0$), несет информацию о функции $P_V(V)$. Структура $I(\rho, \theta)$ вдоль полос ($\theta = \alpha_0 + \pi/2$) позволяет судить о распределении частиц по размерам. Следует отметить, что данный метод анализа применяется и в случае высокой объемной концентрации частиц, когда визуальная обработка становится невозможной.

Основная проблема, возникающая при практической реализации метода многоэкспозиционной фоторегистрации частиц в высокоскоростных двухфазных потоках, связана с созданием источника света, генерирующего серию коротких импульсов с заданной частотой следования. Для того чтобы получить информацию о форме и размере частицы, необходимо, чтобы ее смещение за время экспозиции было много меньше ее диаметра d . Это накладывает ограничение на длительность отдельного импульса $\tau_n \ll d/V$. Условие $h = 5 - 10d$ определяет оптимальное значение интервала между импульсами Δt . При характерных значениях $d \approx 100$ мкм и $V \approx 10^2$ м/с получим $\tau_n \ll 10^{-8}$ с, $\Delta t \approx 5$ мкс.

В качестве световых источников наиболее перспективными являются импульсные твердотельные лазеры с периодической модуляцией добротности [16—18]. На рис. 1, а показано стробоскопическое устройство на основе рубинового лазера, предназначенное для многоэкспозиционной регистрации частиц в газовом потоке. Электрооптический модулятор выполнен на ячейке Керра со следующими параметрами: длина электродов 50 мм, расстояние между ними 8 мм, управляющее напряжение 15 кВ. Лазер обеспечивал генерацию нескольких (от 1 до 50) световых импульсов длительностью $\tau_n \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с. Интервалы между ними Δt регулировались в пределах 3—500 мкс с точностью 0,2 мкс. На осциллограмме (рис. 1, б) показаны импульсы генерации лазерного излучения, регистрируемые с помощью фотоумножителя ($\Delta t = 20$ мкс), и электрический сигнал, управляющий модулятором. Характерная трехэкспозиционная фотография частиц бронзы ($d_{ср} = 50$ мкм) в потоке газа, полученная по методу лазерного «ножа» [10], приведена на рис. 1, в.

На рис. 2 представлены некоторые результаты исследования двухфазного потока в сверхзвуковом сопле [19] ($P_0 = 8$ атм., $T_0 = 260$ К, число Маха на срезе $M = 2,8$).

Типичная двухэкспозиционная теневая фотография при $\Delta t = 5$ мкс показана на рис. 2, а. Хорошо видны парные изображения частиц (неко-

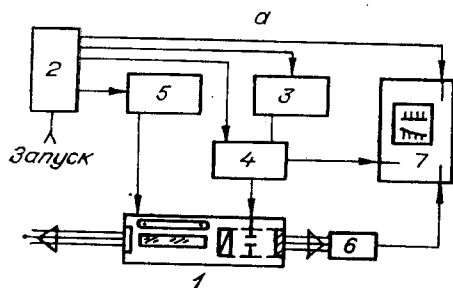
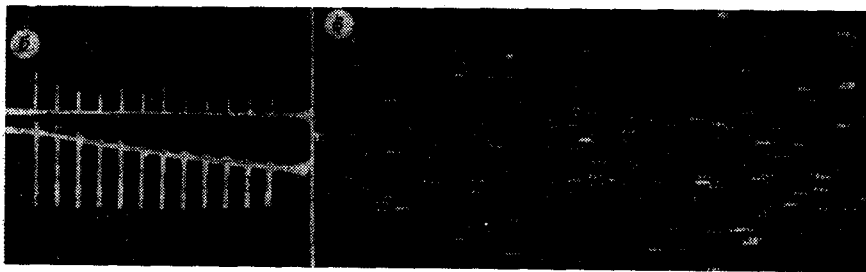


Рис. 1. Лазерный стробоскоп:
а — блок-схема: 1 — рубиновый лазер, 2 — генератор синхронизирующих импульсов, 3 — задающий генератор, 4 — формирователь высоковольтных импульсов, 5 — блок питания лампы накачки, 6 — фотоумножитель, 7 — осциллограф; б — импульсы генерации лазера (верхний луч) и форма электрического сигнала, управляющего модулятором (нижний луч); в — трехэкспозиционная фотография частиц бронзы ($d_{ср} \approx 50$ мкм) в потоке газа.



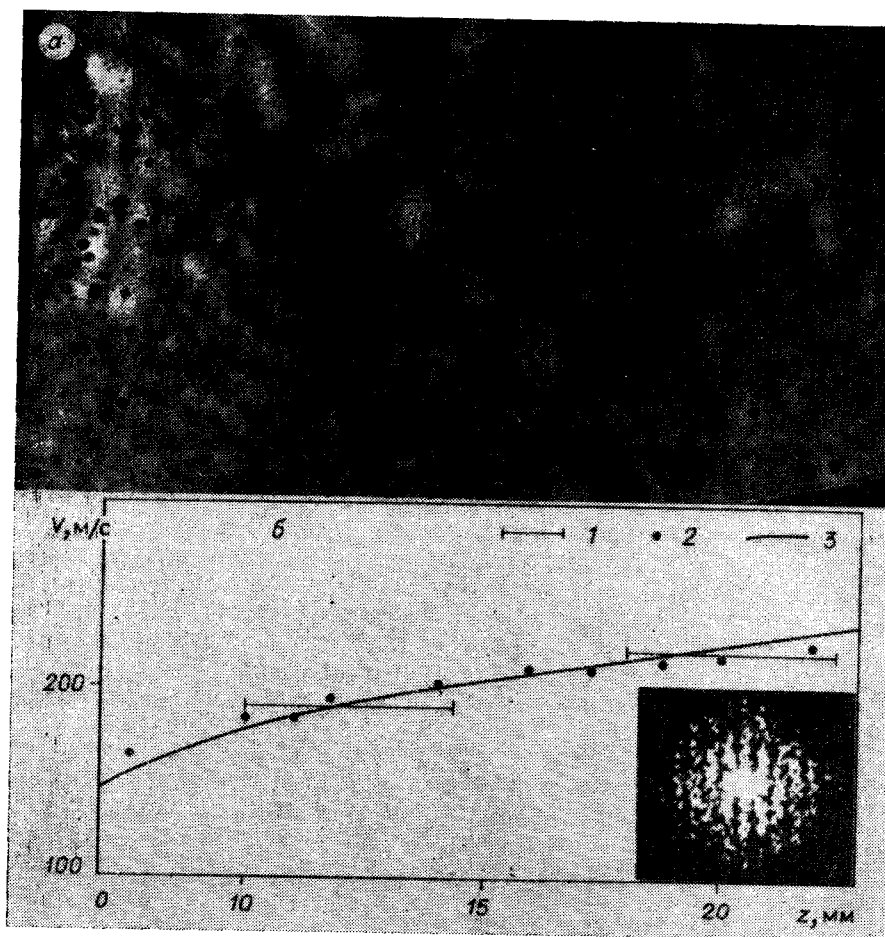


Рис. 2. Измерение скорости методом лазерной стробоскопии:
 а — типичная двухэкспозиционная теневая фотография сверхзвукового двухфазного потока ($\Delta t=5$ мкс), в поток введены частицы оргстекла $d_{\text{ср}} \approx 200$ мкм, $\rho=1,2$ г/см³;
 б — результаты измерения скорости методами ЛСА (отрезки 1) и ЛДИС (кривая 3), в поток введены частицы оргстекла $d_{\text{ср}} \approx 200$ мкм, $\rho=1,2$ г/см³.

торые из них отмечены стрелками). Фотография разбивалась на квадратные участки размером $L=4,5$ мм, расположенные вдоль оси сопла. Для каждого из них записывалось распределение интенсивности в дифракционной картине, и из соотношения (2) определялась средняя скорость движения частиц $V_{\text{ср}}$. Эти данные представлены на рис. 2, б участками горизонтальных линий 1, длина которых L . В качестве примера для одного из этих участков приведена дифракционная картина. Кроме того, на рис. 2, б нанесены значения $V_{\text{ср}}$, отмеченные точками 2, полученные методом визуальной обработки многоэкспозиционных фотографий, а также лазерно-доплеровским измерителем с прямым спектральным анализом (кривая 3). Видно хорошее совпадение этих данных, свидетельствующее о достоверности полученных результатов.

Таким образом, лазерный стробоскопический анемометр, позволяющий получать информацию о дисперсном составе и поле скоростей частиц за времена $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ с, может успешно дополнять лазерно-доплеровские методы при диагностике широкого круга задач, связанных с исследованием быстротекающих процессов в газодинамике многофазных сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Папырин А. Н., Солоухин Р. И. Развитие методов лазер-доплеровских измерений скорости с прямым спектральным анализом.— В кн.: Методы лазерной диагностики однофазных и многофазных течений. [Материалы междунар. школы-семинара]. Минск: изд. ИТМО БССР, 1978.
2. Алхимов А. П., Бойко В. М., Папырин А. Н., Солоухин Р. И. О диагностике сверхзвуковых двухфазных потоков по рассеянному лазерному излучению.— ПМТФ, 1978, № 2.
3. Ринкевичус Б. С., Толкачев А. В. Оптический доплеровский измеритель скорости газовых потоков.— Квант. электроника, 1974, т. 1, вып. 9.
4. Paul D. H., Jackson D. A. Measurement of Supersonic Velocity and Turbulence by Laser Anemometry.— J. of Phys. E.: Scientific Instrum., 1971, vol. 4, N 3.
5. Алхимов А. П. и др. Лазерный доплеровский измеритель скорости для исследования быстрых газодинамических потоков.— ФГВ, 1973, № 4.
6. Алхимов А. П., Папырин А. Н. Быстродействующие сканирующие устройства в схемах ЛДИС.— В кн.: Оптические методы исследований газовых потоков. [Материалы II Всесоюз. конф. по методам аэродинамических исследований. Новосибирск]. Минск: изд. ИТМО АН БССР, 1979.
7. Avidor J. H. Novel Instantaneous Laser — Doppler Velocimeter.— Appl. Opt., 1974, vol. 13, N 2.
8. Белоусов П. Я., Дубнищев Ю. Н., Павлов В. А. Измеритель скорости с оптическим дискриминатором доплеровской частоты.— Опт. и спектр., 1977, т. 43, вып. 4.
9. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. Быстродействующий лазерный доплеровский измеритель скорости с прямым спектральным анализом.— Опт. и спектр., 1980, т. 48, вып. 2.
10. Алхимов А. П., Папырин А. Н., Предеин А. Л. Особенности применения оптических методов визуализации для исследования высокоскоростных двухфазных потоков.— В кн.: Методы лазерной диагностики однофазных и многофазных течений. Минск: изд. ИТМО БССР, 1978.
11. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М. Экспериментальное исследование пристепных турбулентных течений.— Новосибирск: Наука, 1975.
12. Бакрунов А. О. и др. Голографический метод определения поля скоростей дисперсной фазы двухфазного потока.— В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газов. Т. 1. М.: ВИНТИ, 1980.
13. Iwata K., Nakoshima T., Nagata R. Measurement of Flow Velocity Distribution by Means of Double-Exposure Holographic Interferometry.— JOSA, 1977, vol. 67, N 8.
14. Ewan V. C. R. Holographic Particle Velocity Measurement in the Fraunhofer Plane.— Appl. Opt., 1979, vol. 18, N 5.
15. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.
16. Necht G. T., Steel G. V., Oppenheim A. K. High-Speed Stroboscopic Photography Using a Kerr-Cell Modulated Laser Source.— ISA Trans., 1966, vol. 5, N 2.
17. Кузюкова Т. А. и др. Исследование импульсного ОКГ на неодимовом стекле в режиме периодической модуляции добротности.— ЖТФ, 1974, т. 44, № 4.
18. Бойко В. М., Клишкин В. Ф. Лазерный источник света с периодической модуляцией добротности электрооптическим затвором Керра.— В кн.: Оптические методы исследования газовых потоков. [Материалы II Всесоюз. конф. по методам аэрофизических исследований. Новосибирск]. Минск: изд. ИТМО АН БССР, 1979.
19. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц.— Новосибирск: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 26 января 1981 г.

УДК 533.6.071.08.532.57

**С. Н. АНТОНОВ, В. М. ЛИТВИНОВ, В. В. ПРОКЛОВ,
В. В. СКВОРЦОВ, А. Н. ФИЛАТОВ**

(Москва)

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ РАСЩЕПИТЕЛИ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЕ ЛДИС

В настоящее время созданы и используются образцы лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС), применение которых обеспечивает бесконтактное измерение скорости потока в аэродинамических трубах (см., например, [1]) с высокой точностью ($\sim 0,1\%$), с большим пространственным (до 0,05 мм) и временным (до сотен тысяч измерений