

5. Морозов А. И., Кислов А. Я., Зубков И. П. Сильноточный плазменный ускоритель с замкнутым электронным дрейфом.—«Письма в ЖТФ», 1968, т. 7, с. 224.
6. Арцимович Л. А., Андронов И. М., Есипчук Ю. В. и др. Разработка стационарного плазменного двигателя (СПД) и его испытание на ИСЗ «Метеор».—«Косм. исследования», 1974, т. 12, вып. 3, с. 451.
7. Юшманов Е. Е. Радиальное распределение потенциала в цилиндрической магнитной ловушке при магнетронном способе инжекции ионов.— В кн.: Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1958.
8. Попов Ю. С. Разряд Пеннинга с холодным катодом при низком давлении.— ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 1, с. 118.
9. Жаринов А. В., Попов Ю. С. Об ускорении плазмы замкнутым холловским током.— ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 2, с. 294.
10. Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В., Филиппов С. С. Прианодный электрический слой в разряде с замкнутым холловским током.— ПМТФ, 1969, № 5, с. 3.
11. Кервалишвили П. А., Жаринов А. В. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1965, т. 35, № 12, с. 2194.
12. Klauger W. Mechanism of the penning discharge at low pressures.—«J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 6, p. 2093.
13. Ерофеев В. С., Жаринов А. В. Ускорение ионов в *EH*-слое с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
14. Абдуханов М. А., Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Наумкин В. П., Сафронов И. Н. Двухступенчатый холловский ускоритель ионов с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.
15. Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Лесков Л. В., Наумкин В. П., Сафронов И. П. Характеристики холловского ускорителя ионов с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та Физики АН БССР, 1973.
16. Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Ляпин Е. А. Двухкаскадное ускорение ионов в слое с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
17. Ерофеев В. С., Кирдяшев К. П., Пелепелин Е. В. Исследование высокочастотных колебаний в ускорителе с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973.
18. Ерофеев В. С., Жаринов А. В., Ляпин Е. А. Низкочастотная неустойчивость радиального ионного пучка, сформированного в *EH*-слое с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1972.
19. Жаринов А. В. Амплитуда колебаний потенциала квазинейтрального ионного пучка.—«Письма в ЖТФ», 1973, т. 17, вып. 9, с. 508.

UDC 532.571+532.1371+536.51+532.14.08+501.787

## О ДИАГНОСТИКЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ ПО РАССЕЯННОМУ ЛАЗЕРНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А. П. Алхимов, В. М. Бойко, А. Н. Папырин,  
Р. И. Солоухин

(Новосибирск, Минск)

Для решения широкого круга проблем, возникающих при исследовании высокоскоростных двухфазных течений и связанных с изучением физических процессов взаимодействия частиц и неравновесного потока газа [1], например, в сопле ракетного двигателя на твердом топливе [2] (исследование эффектов скоростного и теплового запаздывания частиц, определение их размеров и коэффициента аэродинамического сопротивления и т. д.), необходимо дальнейшее

развитие техники экспериментального исследования. При этом наиболее перспективными являются бесконтактные оптические методы диагностики, интенсивному развитию которых в последние годы способствовало широкое применение оптических квантовых генераторов. Лазерный доплеровский измеритель скорости (ЛДИС), определение дисперсного состава и концентрации частиц по ослаблению и рассеянию лазерного пучка, голографический и другие методы уже успешно внедряются в практику газодинамического эксперимента.

Данная работа посвящена разработке лазер-доплеровского измерителя скорости и метода импульсной лазерной визуализации для исследования высокоскоростных двухфазных потоков.

**Лазерный доплеровский измеритель скорости.** Известно, что по способу измерения доплеровского сдвига частоты рассеянного лазерного излучения схемы ЛДИС можно разделить на две основные группы. К первой относятся наиболее изученные и широко распространенные схемы, в которых выделение разностной частоты осуществляется с помощью фотодетекторов (метод фотосмешения). Большой цикл исследований по разработке теории и вопросам технического построения таких систем (работы Б. С. Ринкевичюса (МЭИ), В. С. Соболева (ИАЭ СО АН СССР), Г. Л. Гродзовского (ЦАГИ) с сотрудниками и других) способствовал значительному прогрессу в этой области и привел к созданию опытных образцов приборов, успешно применяемых в газодинамическом эксперименте. Следует отметить, однако, что с точки зрения практической реализации данные ЛДИС достаточно просты при измерении сравнительно невысоких скоростей  $v \leq 10^2$  м/с и наиболее широко и успешно применяются при изучении дозвуковых потоков, в то время как измерение скоростей  $v \geq 10^3$  м/с таким методом представляет значительные технические трудности.

В этом плане большой интерес представляют лазер-доплеровские системы второго класса [3—9], осуществляющие непосредственное измерение доплеровского сдвига частоты с помощью спектральных приборов высокой разрешающей способности (например, интерферометр Фабри—Перо), которые к настоящему времени еще недостаточно исследованы и значительно реже применяются в газодинамическом эксперименте. Данные схемы ЛДИС позволяют практически неограниченно расширить диапазон измерений в область более высоких скоростей и являются, по-видимому, более перспективными при исследовании сверхзвуковых и особенно гиперзвуковых потоков, поскольку для спектрального метода регистрации надежность и точность измерений с ростом скорости только увеличивается.

В связи с этим представлялось целесообразным проведение дальнейших исследований, направленных на разработку лазер-доплеровских систем данного типа и, в частности, на создание сканирующего спектрометра, обладающего высокой разрешающей способностью и светосилой. Ниже формулируются основные требования, предъявляемые к спектрометру в схеме ЛДИС, а также приводится описание схемы ЛДИС, являющейся результатом продолжения работ [3—5] по развитию методики измерения скорости на основе спектрального способа регистрации и предназначенной для проведения экспериментов по исследованию эффекта скоростного отставания частиц в сверхзвуковых потоках газа.

Как отмечалось в работе [3], для проведения такого рода экспериментов необходимо одновременно измерять скорость газа и частиц. Однако ввиду сложности применения в двухфазном потоке традиционных методов измерения скорости газа (например, с помощью трубки Пито) можно использовать для этой цели метод ЛДИС, но при этом в поток наряду с исследуемыми частицами необходимо вводить также аэрозоли, с высокой точностью следующие за потоком ( $\Delta v/v \leq 0,01$ ) и, следовательно, несущие информацию о скорости газа. Этому требованию по данным ряда иссле-

дований вполне удовлетворяют частицы размером  $d \leq 0,1-1$  мкм. Однако необходимость одновременной регистрации лазерного излучения, рассеянного на частицах различного типа, требует создания схемы ЛДИС, обладающей высокой чувствительностью и обеспечивающей регистрацию доплеровских сдвигов частоты в широком спектральном диапазоне, поскольку в этом случае необходимо, с одной стороны, измерять «абсолютные» скорости в диапазоне  $v = 10^2 - 10^3$  м/с и выше и, с другой стороны, относительные скорости движения частиц двух (или более) сортов  $\Delta v$ , одновременно вводимых в поток, для чего необходимо уменьшать нижний предел измеряемой скорости  $v_{\min} \leq 10$  м/с и увеличивать точность измерений. При этом можно сформулировать основные требования, предъявляемые в схеме ЛДИС к лазеру: минимальное значение спектральной ширины линии излучения, высокая стабильность частоты, достаточно большая мощность излучения, а также к спектрометру: высокое спектральное разрешение, достаточное быстродействие и чувствительность.

Рассмотрим некоторые вопросы, связанные с выбором параметров сканирующего спектрометра, определяющего (при использовании лазерного источника с заданными параметрами) основные характеристики схемы ЛДИС: диапазон и точность измерений, ее чувствительность и время регистрации спектра  $\tau_k$ .

Как показали проведенные ранее опыты [3], чувствительность ЛДИС при использовании обычно применяемых интерферометров Фабри — Перо с плоскими зеркалами [3, 6, 7] при фотоэлектрической записи спектра не обеспечивала уверенной регистрации рассеянного сигнала, поскольку необходимо было выделять узкий участок спектра (с помощью малой диафрагмы), что приводило к большим потерям света. Значительный выигрыш в светосиле можно получить при переходе к конфокальному (сферическому) резонатору в схеме ЛДИС [8, 9], позволяющему использовать для регистрации определенной длины волны без потери спектрального разрешения приемник, имеющий значительно большую угловую апертуру [10].

Для характеристики эффективности спектрометра в схеме ЛДИС удобно использовать параметр  $P = UR$ , где  $U$  и  $R$  — светосила и разрешающая способность интерферометра. Сравнивая выражения  $P = UR$  для сферического интерферометра  $P_c$  и эталона Фабри — Перо с плоскими зеркалами  $P_n$ , получаем [10]

$$K = P_c / P_n = 8(nL)^2 / D^2,$$

где  $nL$  — оптическая длина интерферометра;  $D$  — диаметр пластин (коэффициенты пропускания обоих интерферометров приняты одинаковыми). Полагая диаметры пластин  $D$  эталона равными 3 см, получаем, что при  $nL = 10$  и 1 см отношение  $P_c / P_n$  равно соответственно 90 и 0,9. Для того чтобы обеспечить измерение скорости  $v_{\min} \leq 10$  м/с, необходимо применять интерферометры с высоким разрешением при  $nL \approx 5-10$  см. В этом случае эффективность использования конфокального спектрометра, как видно из рассмотренного выше примера, много выше в сравнении с плоским эталоном Фабри — Перо, причем с ростом  $L$  параметр  $K = P_c / P_n$  растет  $\sim L^2$ . Отметим также, что конфокальный спектрометр более удобен в эксплуатации, поскольку требования к точности настройки конфокальных зеркал значительно ниже, что имеет важное значение с точки зрения юстировки и работы интерферометра при высоком уровне вибраций и акустических шумов в условиях газодинамической установки.

При исследовании двухфазных течений с различной концентрацией примесных частиц, а также измерении скорости в нестационарных потоках важное значение приобретает также быстродействие схемы ЛДИС, определяющее время регистрации спектра рассеянного сигнала  $\tau_k$ .

Известно, что на формирование сигнала доплеровского измерителя скорости частиц оказывает влияние целый ряд факторов, определяемых как свойствами частиц, рассеивающих излучение, так и параметрами схемы измерения. К числу таких факторов относятся, в частности, амплитуда и длительность импульсов от отдельных частиц  $U$ ,  $t_1$ , зависящие от дисперсного состава аэрозолей и скорости их движения, а также соотношение между частотой следования этих импульсов  $\nu_2 = 1/t_2 = v/l$  ( $l$  — среднее расстояние между частицами в потоке,  $v$  — скорость их движения) и временем регистрации спектра рассеянного сигнала  $\tau_k$ , определяемым при прочих равных условиях эксперимента (спектр частиц по размерам, аппаратная ширина и т. д.) скоростью сканирования спектра. Время высвечивания отдельной частицы при прохождении зондируемого объема (поперечный размер  $d \sim 100$  мкм) в сверхзвуковом потоке  $t_1 \ll \tau_k$  (при  $v = 500$  м/с,  $d = 100$  мкм  $t_1 \leq 10^{-6}$  с), поэтому для регистрации контура рассеянного сигнала необходимо обеспечить прохождение достаточно большого числа частиц через исследуемый объем за время измерения, т. е. выполнить условие  $\tau_k \gg t_2$ . При измерениях в потоке с малым уровнем запыления это ведет к увеличению необходимого значения  $\tau_k$ . Так, опыты, проведенные по исследованию эффекта скоростного отставания «одиночных» частиц в сверхзвуковом сопле [12] ( $p_0 = 8$  атм,  $T_0 = 260$  К,  $M = 2,8$ ), т. е. в условиях, когда расстояние между частицами в потоке на два и более порядка превышало их средний размер ( $l \geq 10^2 d_r$ ), показали, что значение  $\tau_k$  должно быть в пределах 0,1—1 с.

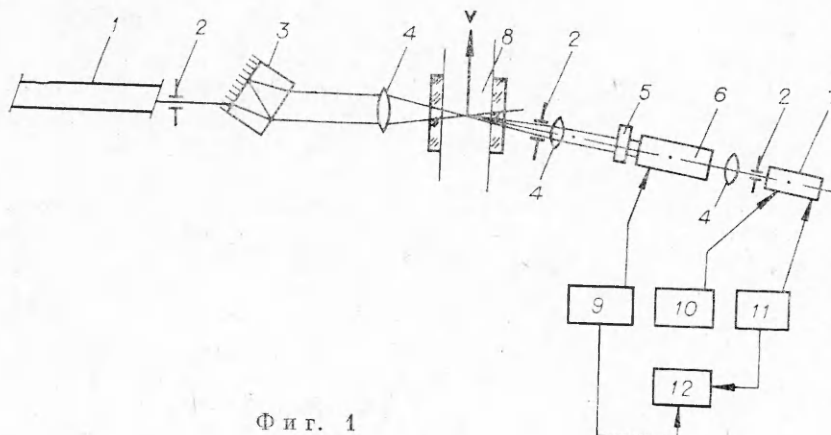
С другой стороны, при исследовании импульсных процессов, а также измерении скорости в условиях пульсаций потока необходимо уменьшать время измерения так, чтобы  $\tau_k \ll \tau$  (характерного времени процесса). Например, для регистрации «мгновенной» скорости при пульсациях потока с частотой  $\sim 10^3$  Гц значение  $\tau_k$  должно быть  $\leq 10^{-4}$  с. Таким образом, решение различных задач аэрофизического эксперимента требует создания системы сканирования ЛДИС, обеспечивающей изменение  $\tau_k$  в пределах  $\tau_k = 10^{-4}$ — $10^{-1}$  с и меньше.

Опыты по исследованию различных систем фотоэлектрической регистрации (за счет изменения давления, с помощью пьезокерамики, а также с помощью двойного электронно-оптического преобразователя) показали, что наиболее приемлемой (с точки зрения чувствительности и временного разрешения, а также простоты и удобства в эксплуатации) является схема ЛДИС на основе конфокального интерферометра, в котором сканирование спектра осуществлялось с помощью пьезокерамики. При этом регистрация участка спектра, соответствующего области свободной дисперсии эталона  $\Delta\lambda_0 = \lambda^2/4L$ , может осуществляться за время  $t \leq 10^{-3}$  с, что соответствует времени записи аппаратного контура  $\tau_k \leq 10^{-4}$  с, причем  $\tau_k$  можно изменять в пределах от  $10^{-4}$  до 10 с и более.

Основным недостатком наиболее распространенного в спектроскопии высокого разрешения метода фотоэлектрической регистрации спектра за счет изменения давления в камере интерферометра является невысокое быстродействие. Так, при использовании данного метода сканирования в схеме ЛДИС трудно получить значение  $\tau_k \leq 0,1$  с [6]. Высокое временное разрешение ( $\tau_k \sim 10^{-7}$  с) можно получить с помощью сканирующего устройства на основе комбинации стационарного многолучевого интерферометра и двойного электронно-оптического преобразователя (ДЭОП), впервые предложенного для регистрации спектра рассеянного лазерного излучения в схеме ЛДИС в работе [3]. Однако, как показали проведенные опыты, для успешного применения ДЭОП в газодинамическом эксперименте необходимо использование более мощных лазеров ( $W \sim 0,1$ —1 Вт), поскольку чувствительность такой установки (интерферометр Фабри — Перо

в сочетании с ДЭОП), использующей только часть светового потока (выделяемого в каком-либо порядке интерференции), значительно меньше чувствительности схемы, в которой применяется сканирующий конфокальный интерферометр с последующей регистрацией спектра с помощью фотоумножителя.

Схема ЛДИС приведена на фиг. 1. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-159 I с длиной волны  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ,



Фиг. 1

мощностью излучения  $W = 5 \text{ мВт}$  и стабильностью частоты, равной  $10^8$ , работающий в одночастотном режиме. Излучение лазера, проходя диафрагму 2 и плоскопараллельную пластину 3, предназначенную для получения двух пучков, один из которых играет роль опорного, фокусировалось линзой 4 через входное окно в исследуемую область потока 8 (5 — фильтр). Рассеянное частицами излучение регистрировалось под углом  $\alpha = 31^\circ 44'$ . При этом величина доплеровского сдвига  $\Delta\nu$ , определяемая в общем случае как

$$\Delta\nu = (1/2\pi)v(K_s - K_0)$$

(где  $K_0$  и  $K_s$  — соответственно волновые вектора падающего и рассеянного излучения,  $v$  — вектор скорости движущихся частиц), для  $\alpha = 31^\circ 44'$  и длины волны лазера  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  составляла

$$(1) \quad \Delta\nu (\text{с}^{-1}) = 8,7 \cdot 10^5 v (\text{м/с}).$$

Регистрация доплеровского смещения частоты осуществлялась с помощью сканирующего интерферометра на пьезокерамике 6. При подаче на пьезокерамический элемент эталона переменного напряжения сканирования (блок 9) его длина изменяется в пределах нескольких длин волн. При этом меняется резонансная частота интерферометра, и он последовательно фиксирует спектр частот падающего излучения. Для регистрации этого спектра используется фотоумножитель типа ФЭУ-79 7 (10 — блок питания), усилитель У2-4 11 и осциллограф 12, развертка которого синхронизируется напряжением сканирования. В этом случае ось времени на экране осциллографа соответствует оси частот исследуемого спектра.

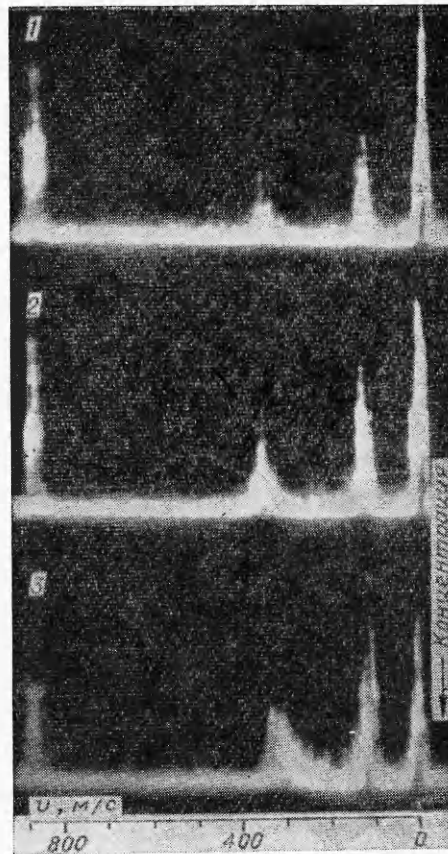
Сканирующий интерферометр представлял собой конфокальный резонатор длиной  $L = 10 \text{ см}$ , образованный зеркалами с радиусами кривизны  $R = 10 \text{ см}$ , на которые нанесены многослойные диэлектрические покрытия с коэффициентом отражения  $r = 95\%$  для длины волны  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ . Ос-

новые характеристики данного спектрометра: область свободной дисперсии  $\Delta\nu_0 = 750$  МГц, аппаратурная ширина  $\delta\nu \approx 10$  МГц, что из (1) дает значение для минимальной измеряемой скорости  $v_{\min} \approx 10$  м/с. С помощью генератора развертки 9 можно было в широких пределах изменять скорость сканирования спектра, а следовательно, и значение  $\tau'_k = 10 - 10^{-4}$  с.

В качестве иллюстрации работы данного ЛДИС на газодинамической установке (фиг. 2) приведены типичные осциллограммы, полученные при рассеянии света на различных частицах (частицы бронзы  $d_{\text{ср}} = 80$  мкм,  $\rho_r = 8,6$  г/см<sup>3</sup> и частицы ликоподия  $d_{\text{ср}} = 25$  мкм,  $\rho_r = 0,5$  г/см<sup>3</sup>), ускоряющихся в сверхзвуковом сопле ( $p_0 = 8$  атм,  $T_0 = 260$  К, число Маха на срезе  $M = 2,8$ ). Хорошо видны два сигнала, соответствующие различной скорости движения этих двух компонент, одновременно вводимых в поток ( $v_1 = 130$ ,  $v_2 = 350$  м/с), причем с ростом концентрации начинается их взаимодействие, приводящее к изменению спектра более мелких частиц.

Отмечая достоинства данного измерителя, необходимо в первую очередь отметить его высокую разрешающую способность, обеспечивающую широкий диапазон измеряемых скоростей при  $v \geq 10$  м/с, возможность проведения измерения при различной концентрации запыляющих частиц, а также высокую надежность в эксплуатации. Достаточно высокое быстродействие (время записи контура линии  $\tau'_{k \min} \sim 10^{-4}$  с) делает возможным его применение при исследовании нестационарных процессов в отличие от схем ЛДИС, в которых используется для сканирования спектра интерферометр Фабри — Перо, сканируемый давлением [6].

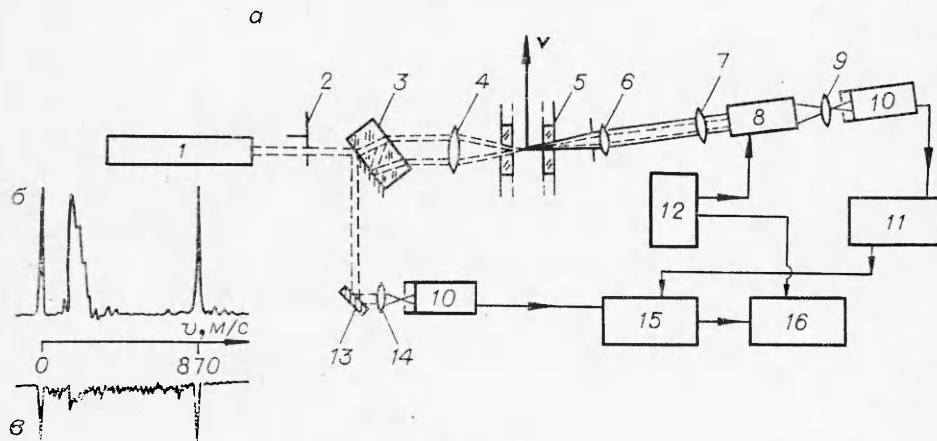
Таким образом, данная схема, созданная на основе одночастотного лазера и высокоразрешающего конфокального спектрометра с фотоэлектрической регистрацией спектра, является, по-видимому, оптимальной с точки зрения спектрального и временного разрешения и может быть с успехом применена для исследования разнообразных процессов в сверхзвуковых многофазных потоках. Дальнейшее совершенствование схемы, как показали проведенные эксперименты, следует проводить в направлении увеличения чувствительности ЛДИС, так как для слабосcеивающих частиц при малой концентрации трудно было получить надежные для обработки результаты, поскольку отношение сигнала к шуму в этих условиях было  $\leq 1$ . Ясно, что в этом случае можно идти как по пути использования более мощных лазеров, так и увеличения чувствительности регистрирующей схемы.



Ф и г. 2



На основе прежней схемы ЛДИС разработана и испытана более чувствительная установка ЛДИС-2 (фиг. 3, а), в которой для увеличения отношения сигнала к шуму применялся метод синхронного детектирования [11]. В этом случае лазерный пучок модулировался по амплитуде с помощью оптического МЛ-4 или механического модулятора 2 (частота модуляции 18 кГц), и часть его направлялась на фотумножитель 10, сигнал с



Фиг. 3

которого использовался как опорный для синхронного детектора В9-2 15, минимальное значение постоянной времени которого 0,5 с было уменьшено до  $10^{-2}$  с. Основной сигнал, модулированный по амплитуде с той же частотой, поступал на детектор с выхода избирательного усилителя У2-6 11 и регистрировался на осциллографе С1-19Б или самопишущем приборе типа КСП 16 (1 — лазер ЛГ-159, 2 — делительная пластина, 4 — фокусирующая линза, 5 — плоское коническое сопло, 6, 9, 14 — собирающие линзы с диафрагмой, 7 — согласующая линза, 8 — сканирующий интерферометр, 12 — блок развертки, 13 — поворотное зеркало, 15 — синхронный детектор). Параметры интерферометра Фабри — Перо: область свободной дисперсии  $\Delta\nu_0 = 750$  МГц, аппаратная ширина  $\delta\nu \approx 10$  МГц.

Испытания, проведенные на аэродинамической установке, показали, что данная схема может регистрировать сигнал от рассеянного излучения при его отношении к шуму  $\geq 0,1$  и может быть использована для получения сигнала, достаточного для обработки при концентрации частиц, близкой к условиям естественной запыленности воздуха. В качестве иллюстрации на фиг. 3 приведены сигналы рассеянного излучения на частицах алюминия ( $d_r = 1-25$  мкм), полученные с использованием метода синхронного детектирования и без него (фиг. 3, б, в соответственно). Особенно эффективным представляется использование данной схемы в экспериментах с большим уровнем фоновой засветки, например, при движении частиц в потоке излучающего газа, измерении скорости горячих частиц и т. д.

**О методе скоростной фоторегистрации частиц в потоке газа.** При исследовании двухфазных потоков весьма перспективным представляется использование наряду с ЛДИС метода скоростной визуализации, позволяющего при определенных условиях определять размер, а также распределение концентрации частиц в потоке газа. Принципиальная схема визуализации газовых потоков, содержащих светорассеивающие частицы, хорошо известна и заключается в следующем. С помощью специальной оптической схемы формируется плоскопараллельный пучок света (свето-

вой «нож»), который вводится в исследуемую область потока. Осуществляя регистрацию рассеянного частицами излучения (например, под углом  $90^\circ$  к плоскости луча), можно получить информацию о структуре течения в любой заданной плоскости. Применяя мощные импульсные лазеры, оптические системы и фотоматериалы с высокой разрешающей способностью, можно значительно расширить возможности метода визуализации, увеличить его чувствительность, а также пространственное и временное разрешение.

Рассмотрим кратко некоторые особенности, связанные с применением данного метода для фоторегистрации частиц в сверхзвуковом потоке газа. Наибольший интерес с точки зрения получения информации о размерах частиц и распределения их концентрации в заданной области потока представляет режим работы установки, позволяющий осуществлять регистрацию рассеянного лазерного излучения от отдельных частиц. При этом выбор основных параметров оптической схемы должен осуществляться с учетом следующих простых соображений.

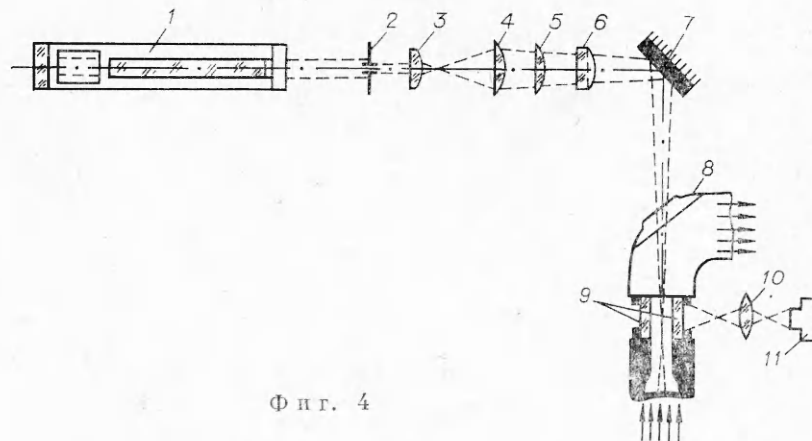
Минимальный размер частиц  $d$ , регистрируемых в эксперименте, определяет необходимое значение разрешающей способности передающей изображение оптики и фотоматериала  $R_0 \geq 1/d_{\min}$ . При этом длительность импульса лазерного излучения  $\tau_i$  должна быть  $\leq r_r/v$  ( $r_r$  — радиус частицы,  $v$  — скорость ее движения), так чтобы за время экспозиции смещение частицы не превышало величину  $\sim r_r$ . Условие разрешения отдельных частиц, движущихся в потоке и имеющих определенную концентрацию  $n_0$  ( $1/\text{см}^3$ ), ведет также к ограничению поперечного размера  $t$  (толщины) светового пучка. Так как общее число частиц  $N$ , находящихся в плоскости подсветки и регистрируемых при условии отсутствия наложения изображений от отдельных частиц, должно быть  $N < S/S_0$  ( $S$  — площадь поверхности светового «ножа», находящейся в поле зрения объектива,  $S_0 = \pi r_r^2$  — средняя площадь сечения одной частицы), то при определенном значении концентрации  $n_0$  это приводит к условию  $N = n_0 t S \leq S/\pi r_r^2$  и, следовательно,

$$t \leq 1/\pi r_r^2 n_0.$$

Очевидно также, что для получения резкого изображения частиц, попадающих в область светового «ножа», необходимо, чтобы его поперечный размер  $t$  был меньше глубины резкости объектива  $\Gamma$ :  $t < \Gamma \simeq 2l\delta/D_0 M_0$ , где  $\delta$  — допустимое значение кружка размытия;  $M_0$  и  $D_0$  — соответственно увеличение и диаметр апертурной диафрагмы объектива;  $l$  — расстояние от входного зрачка объектива до плоскости наведения. Учитывая рассмотренные выше факторы, необходимо в соответствии с конкретными требованиями эксперимента (размер и концентрация частиц, скорость их движения и т. д.) подбирать соответствующие значения разрешающей способности и увеличения, глубины резкости и светосилы оптической схемы регистрации, а также поперечный размер  $t$  лазерного пучка.

Оптическая схема установки, предназначенной для визуализации сверхзвукового двухфазного потока в сопле, приведена на фиг. 4 (1 — рубиновый лазер, 2 — диафрагма, 3–6 — элементы фокусирующей оптики, 7 — поворотное зеркало, 8 — входное окно, 9 — окна для вывода рассеянного излучения, 10 — объектив, 11 — фотоаппарат). Основные элементы данной установки: рубиновый лазер мощностью в импульсе  $\sim 10^8$  Вт, управляемый четвертьволновой ячейкой Керра на нитробензоле ( $\tau_k \simeq 30$  нс), телескопическая система (линзы  $f_3 = 30$  мм и  $f_4 = 180$  мм), предназначенная для увеличения поперечного сечения лазерного пучка до

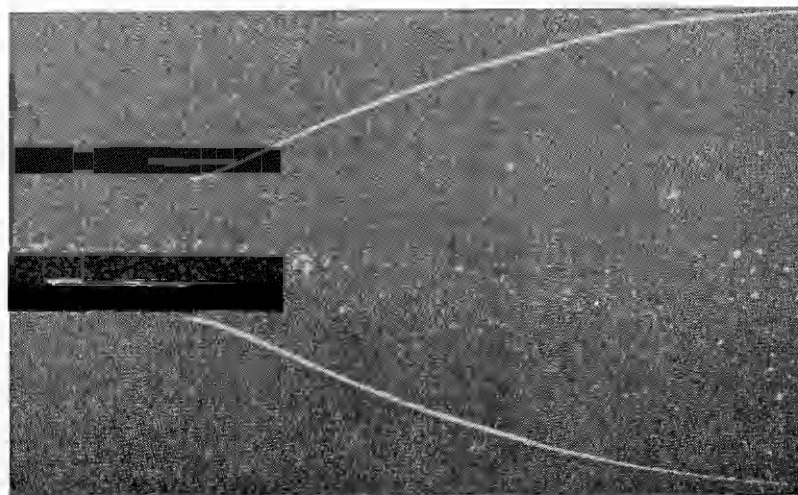




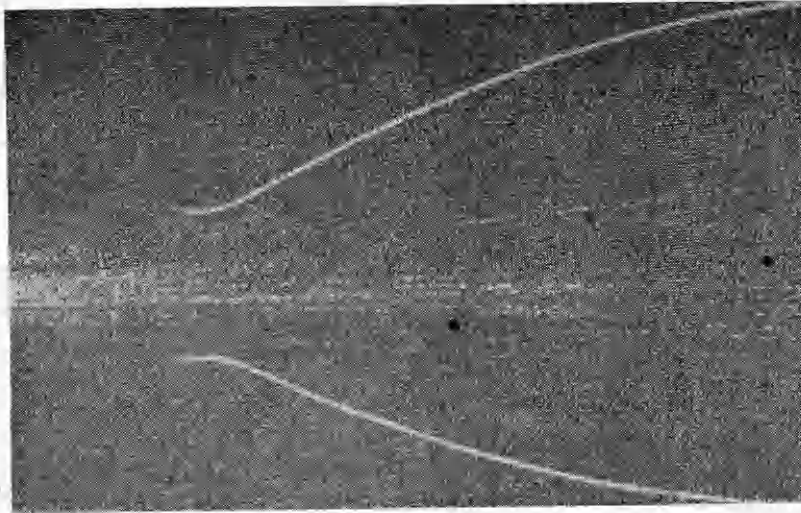
Ф и г. 4

необходимого размера и уменьшения угла расходимости  $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-4}$ , а также схема формирования плоскопараллельного пучка (сферическая линза  $f_5 = 1600$  мм и отрицательная цилиндрическая линза  $f_6 = 400$  мм).

Фиг. 5, 6 иллюстрируют некоторые возможности метода скоростной фоторегистрации в экспериментах по исследованию сверхзвукового двухфазного потока, создаваемого с помощью плоского профилированного сопла. Размеры критического сечения: высота  $H = 14,5$  мм, ширина  $l = 30$  мм. Плоскость лазерного пучка, поперечный размер которого составлял  $\approx 1,5$  мм, проходила через ось сопла параллельно боковым стеклянным стенкам, через которые производилось наблюдение. На фиг. 5 приведена характерная фотография, полученная в режиме наблюдения отдельных частиц (полидисперсные частицы бронзы  $d_p = 20-200$  мкм). Длительность импульса излучения рубинового лазера составляла  $\tau_n = 30 \cdot 10^{-9}$  с, разрешающая способность приемной оптики ( $R_0 \approx 50$  шт/мм) обеспечивала регистрацию частиц  $d_{\min} \approx 20$  мкм. Обработывая подобные фотографии, можно получить значение размеров и концентрации частиц, а также распределение концентрации в зондируемой области. При выборе соответствующего увеличения и применении высокоразрешающей оп-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

тики и фотоматериалов вполне реально измерение размеров частица  $d = 1-2$  мкм в потоке газа.

При использовании серии импульсов ОКГ, следующих с определенной частотой, или в простейшем случае при работе лазера в режиме «пиковой» генерации можно проводить измерение скорости частиц и исследовать траектории их движения (см. фиг. 6, сферические частицы бронзы  $d_{\text{ср}} \approx 80$  мкм), что представляет значительный интерес, в частности, для наблюдения предельных линий тока при движении частиц в сопле.

Таким образом, проведенные опыты показывают, что метод скоростной лазерной фоторегистрации, позволяющий определять ряд таких параметров, как размер и концентрация частиц, в сочетании с лазерным доплеровским измерителем скорости может быть успешно применен для решения широкого круга задач, связанных с исследованием динамики частиц в высокоскоростных двухфазных потоках. Более подробно результаты экспериментов на газодинамической установке и, в частности, данные, относящиеся к изучению эффекта скоростного запаздывания мелких частиц в сверхзвуковом потоке газа методом ЛДИС, изложены в работе [12].

Авторы выражают благодарность Е. Г. Зауличному за полезные обсуждения, А. Л. Предеину за помощь в проведении исследований.

*Поступила 17 II 1977*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., «Мир», 1971.
2. Хогланд Р. Последние достижения в исследовании течений газа с твердыми частицами в сопле.—«Ракетн. техника и космонавтика», 1962, т. 32, № 5.
3. Алхимов А. П., Арбузов В. А., Папырин А. Н., Солоухин Р. И., Штейн М. Е. Лазерный доплеровский измеритель скорости для исследования быстрых газодинамических потоков.—ФГВ, 1973, № 4.
4. Алхимов А. П., Папырин А. Н., Предеин А. Л. Применение лазеров для измерения скорости частиц в высокоскоростных газовых потоках.— В кн.: Доклад на научно-технической конференции «Использование ОКГ в современной технике». Ленинград, 1975.
5. Алхимов А. П., Папырин А. Н., Предеин А. Л. Применение быстродействующего конфокального спектрометра в схеме ЛДИС.— В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1975.

6. Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Оптический доплеровский измеритель скорости газовых потоков.—«Квант. электроника», 1974, т. 1, № 9.
7. Василенко Ю. Г., Донцова В. В., Дубинцев Ю. Н. Лазерный доплеровский измеритель скорости с применением интерферометра Фабри — Перо.—«Автометрия», 1971, № 3.
8. Paul D. M., Jackson D. A. Measurement of supersonic velocity and turbulence by laser anemometry.—«J. Phys. E: Scientific Instrum.», 1971, vol. 4, p. 173.
9. Morse H., Tillis V., Seifert H., Babcock W. Development of laser-doppler particle sensor for the measurement of velocities in rocket exhausts.—«J. Spacecraft and rockets», 1969, vol. 6, N 3, p. 1168.
10. Хирд Р. Измерение лазерных параметров. М., «Мир», 1970.
11. Ринкевичюс Б. С. Доплеровский метод измерения локальных скоростей с помощью лазеров.— УФН, 1973, т. 111, вып. 2, с. 305.
12. Алхимов А. П., Папырин А. Н., Предин А. Л., Солоухин Р. И. Экспериментальное исследование эффекта скоростного запаздывания мелких частиц в сверхзвуковом потоке газа.— ПМТФ, 1977, № 4.

УДК 533.6.011.8

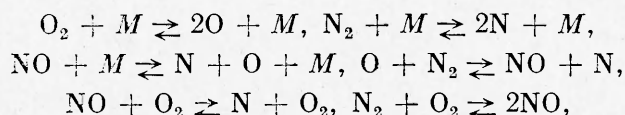
## О РОЛИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПРИ НЕРАВНОВЕСНОМ ТЕЧЕНИИ ВОЗДУХА В СОПЛАХ

В. Н. Комаров  
(Жуковский)

Как известно, в потоке высокоэнтропийного воздуха в соплах наряду с химическими реакциями происходит неравновесное возбуждение колебательных степеней свободы. Роль колебательной неравновесности изучена недостаточно, и при расчетах, как правило, считается, что колебательные степени свободы возбуждены равновесно [1—4].

В данной работе рассматривается неравновесное течение воздуха в соплах гиперболического профиля для диапазона температур и давлений торможения  $3000 \leq T'_0 \leq 5000\text{K}$ ,  $1 \leq p'_0 \leq 100$  атм, характерного для существующих гиперзвуковых экспериментальных установок. На основании проведенных расчетов анализируется зависимость величины замороженной внутренней энергии от режима течения. Делаются выводы о влиянии колебательной релаксации на газодинамические параметры потока.

**Газокинетическая модель.** Для воздуха в рассматриваемом диапазоне температур и давлений основной считается система химических реакций [4]:



где  $M$  — любая из частиц  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{N}$ .

Считается, что колебательная температура окиси азота находится в равновесии с поступательной температурой. Для расчета колебательной энергии молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$  использовались кинетические уравнения работы [3], описывающие колебательную релаксацию в смеси многоатомных газов \*. Система одномерных газодинамических уравнений подробно опи-

\* Как показывают расчеты, в рассматриваемом случае влияние диссоциации на возбуждение колебательных степеней свободы молекул незначительно.