

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Рыжов, С. А. Христианович. ПММ, 1958, 22, 5.
2. А. А. Греб, О. С. Рыжов, С. А. Христианович. ПМТФ, 1960, 1.
3. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972.
4. W. Bleakney, A. H. Taub. Reviews of Modern Physics, 1949, 21, 4.
5. W. Bleakney, C. H. Fletcher, D. K. Weimer. The Physical Review, 1949, 76, 2.
6. Г. Л. Броуд. Действие ядерного взрыва. Сб. переводов. Под ред. С. С. Григоряна и Г. С. Шапиро. М., «Мир», 1971.

УДК 53.001.5

ЛАЗЕРНЫЙ ДОППЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БЫСТРЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКОВ

*А. П. Алхимов, В. А. Арбузов, А. Н. Папырин,
Р. И. Солоухин, М. С. Штейн
(Новосибирск)*

При истечении продуктов сгорания твердых топлив с металлическими компонентами происходит формирование сверхзвуковых двухфазных потоков, причем наличие образующихся при горении конденсированных частиц может значительно изменить газодинамическую структуру течения и параметры потока [1]. В настоящее время имеется ряд попыток описания таких течений (с учетом как химической, так и тепловой и «механической» релаксаций [1—4]), однако для достаточно полного объяснения всей совокупности сложных эффектов взаимодействия частиц и неравновесного потока газа, например в сопле ракетного двигателя [1], требуются надежные методы экспериментальных наблюдений. Особую актуальность приобретает дальнейшее развитие экспериментального исследования процессов, связанных с механизмом образования и дисперсности конденсата, измерения скорости и концентрации частиц, эффекта «запаздывания» и его зависимости от размера частиц, коэффициента сопротивления и т. д. Важную роль при этом занимает разработка и внедрение новой измерительной аппаратуры, причем наиболее перспективными являются бесконтактные оптические методы диагностики.

Данная работа посвящена созданию и применению лазерного доплеровского измерителя скорости (ЛДИС) для исследования сверхзвуковых двухфазных потоков с высокой концентрацией примесных частиц. Высокое пространственное и временное разрешение, бесконтактность, широкий диапазон измеряемых скоростей и высокая точность — эти решающие преимущества метода ЛДИС делают его незаменимым при решении широкого круга задач газодинамики и способствуют дальнейшему совершенствованию и распространению данного метода измерений [5—13].

Выбор и описание схемы ЛДИС

Принцип работы измерителя скорости основан на использовании хорошо известного оптического эффекта Доплера. Если в исследуемую область газового потока, содержащего естественные или искусственно

введенные рассеивающие свет частицы, направить монохроматическое излучение с частотой ν_0 , то вследствие эффекта Доплера частота света, рассеянного в некотором направлении ν_s , изменится на величину $\Delta\nu = \nu_0 - \nu_s$, определяемую как

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} (\bar{k}_s - \bar{k}_0) \bar{v} = \frac{1}{2\pi} \bar{K} \bar{v}, \quad (1)$$

где $\bar{k}_0$ и $\bar{k}_s$ — соответственно волновой вектор падающего и рассеянного излучений; $\bar{v}$ — вектор скорости рассеивающих частиц. Из соотношения (1) видно, что имеется однозначная связь между проекцией вектора скорости $\bar{v}$ на выбранное направление, определяемое разностным вектором $\bar{K} = \bar{k}_s - \bar{k}_0$, и доплеровским сдвигом частоты. На этом принципе и построены оптические доплеровские измерители скорости.

Основная задача при практической реализации метода ЛДИС связана с выбором и созданием регистрирующей аппаратуры, обеспечивающей измерение малых сдвигов частоты ($\leq 10^9$ Гц) при частоте падающего света $\nu = 10^{14} \div 10^{15}$ Гц.

К настоящему времени разработано довольно много различных схем ЛДИС [5—13] (схемы с опорным пучком, дифференциальные схемы и т. д.), которые по методу измерения сдвига частоты могут быть разделены на две основные группы. К первой относятся схемы, в которых выделение разностной частоты осуществляется с помощью фотодетекторов с последующим анализом сигнала на основе применения радиоэлектронной аппаратуры. В схемах второго типа производится непосредственное измерение доплеровского сдвига длины волны рассеянного света с помощью спектральных приборов высокой разрешающей способности, например интерферометра Фабри-Перо.

Выбор конкретной схемы ЛДИС и системы регистрации зависит от характера исследуемого процесса. При создании доплеровского измерителя скорости, предназначенного для исследования высокоскоростных двухфазных течений, необходимо было выполнить следующие условия: 1) измерение скоростей в диапазоне $v = 100 \div 2000$ м/с, 2) возможность изучения двухфазных потоков с высокой концентрацией примесных частиц (до 50% по весу), 3) измерение скорости частиц во времени за один цикл эксперимента, 4) устойчивость работы в условиях сильной вибрации.

С учетом этих требований была разработана схема ЛДИС, в которой для определения величины доплеровского сдвига частоты был применен интерферометр Фабри-Перо. Это связано с тем, что спектральный метод регистрации является наиболее перспективным и эффективным при измерении высоких скоростей $v \geq 100$ м/с. При $v \sim 1000$ м/с величина доплеровского сдвига $\Delta\lambda \sim \frac{v}{c} \lambda_0 \sim 10^{-2} \text{ \AA}$, что может быть легко зарегистрировано с применением спектральных приборов высокой разрешающей способности, причем точность таких измерений увеличивается с ростом скорости, тогда как верхний предел измеряемых скоростей для гетеродинного метода регистрации ($10^2 \div 10^3$ м/с, в зависимости от геометрии схемы ЛДИС) ограничен шириной полосы пропускания фотоприемников, которая для обычных ФЭУ составляет $\sim 100 \div 200$ МГц.

Другим преимуществом спектрального метода является его нечувствительность к поляризации регистрируемого рассеянного света, что особенно важно именно при исследовании двухфазных потоков с большой концентрацией полидисперсных частиц, средний размер которых значительно превышает длину волны излучения [9]. Наконец, спектральный метод позволяет легко определить направление проекции вектора скорости в отличие от метода фотогетеродинирования, где непо-

средственно регистрируется модуль разности $|\nu_s - \nu_0|$, а определение знака связано с дополнительными техническими усложнениями.

Схема лазерного доплеровского измерителя скорости, используемого в данной работе, приведена на рис. 1. Излучение гелий-неонового лазера типа ЛГ-75 или ЛГ-56 1 с длиной волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, проходя диафрагму 2, фокусировалось линзой 3 через входное окно 4 в исследуемую область потока 5. Поскольку диаграмма направленности рассеяния света на малых частицах сильно вытянута вперед [14, 15], более целесообразно с точки зрения увеличения интенсивности рассеянного сигнала осуществлять регистрацию в направлении падающего излучения.

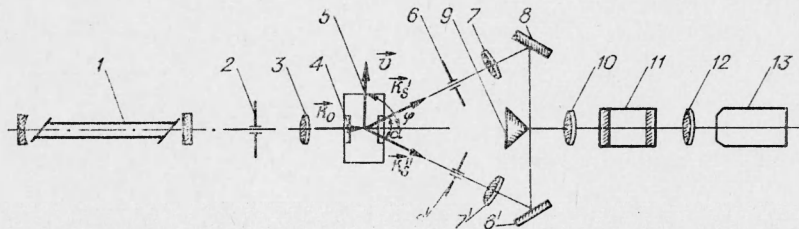


Рис. 1. Оптическая схема лазерного доплеровского измерителя скорости.
1 — гелий-неоновый лазер; 2, 6, 6' — апертурные диафрагмы; 3, 7, 7', 10, 12 — элементы фокусирующей оптики; 4 — стеклянные окна; 5 — исследуемый поток; 8, 8' — поворотные зеркала; 9 — делительная призма; 11 — интерферометр Фабри-Перо; 13 — регистрирующее устройство.

Рассеянный частицами потока свет, выделяемый диафрагмами в направлениях $\vec{k}_s'$ и $\vec{k}_s''$ соответственно, собирался линзами и с помощью поворотных зеркал направлялся на зеркальные грани (металлическое напыление) разделяющей призмы 9. Окна, через которые осуществлялся ввод и регистрация излучения, изготовлялись из оптического стекла К-8 и имели толщину $d = 28 \text{ мм}$. Отражаясь от призмы, излучение, идущее по двум непересекающимся в пространстве оптическим каналам, падало на интерферометр Фабри-Перо. Ребро призмы 9 с помощью объектива 10 резко отображалось в плоскости регистрации интерференционной картины, необходимый размер которой задавался фокусным расстоянием объектива 12. Таким образом, каждый из двух пучков регистрируемого рассеянного света заполнял половину интерферометра Фабри-Перо и, следовательно, освещал соответствующую половину регистрируемых интерференционных колец, что позволяло одновременно измерять сдвиг длины волны излучения, рассеянного по двум различным направлениям $\vec{k}_s'$ и $\vec{k}_s''$.

Найдем выражение для величины доплеровского сдвига частоты для данной геометрии схемы ЛДИС (см. рис. 1). Используя соотношение (1), находим, что свет, рассеянный в направлении $\vec{k}_s'$, имеет доплеровское смещение f_d' :

$$f_d' = \frac{1}{2\pi} \bar{v} (\vec{k}_s' - \vec{k}_0), \quad (2)$$

аналогично для света, рассеянного в направлении $\vec{k}_s''$:

$$f_d'' = \frac{1}{2\pi} \bar{v} (\vec{k}_s'' - \vec{k}_0). \quad (2')$$

Тогда полная разность частот для излучений, рассеянных в направлениях $\vec{k}_s'$ и $\vec{k}_s''$, определяющая суммарный сдвиг, определится как

$$f_d = f_d' - f_d'' = \frac{1}{2\pi} \bar{v} (\vec{k}_s' - \vec{k}_s'') = \frac{2v}{\lambda} \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \sin \varphi, \quad (3)$$

где α — угол между векторами $\vec{k}_s'$ и $\vec{k}_s''$; φ — угол между вектором $\vec{v}$ и биссектрисой угла α (см. рис. 1). Учитывая, что в нашей схеме угол $\varphi = 90^\circ$ и $\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{1}{\sqrt{1 + (2l/d)^2}}$, где d — расстояние между диафрагмами b и b' , определяющими апертуру сигнальных пучков, l — расстояние от точки, в которой измеряется скорость, до прямой, соединяющей центры диафрагм, получаем

$$f_d = \frac{2v}{\lambda \sqrt{1 + (2l/d)^2}}. \quad (4)$$

Обсудим некоторые особенности выбранной схемы. Из соотношения (3) видно, что регистрируемая разностная доплеровская частота, дающая значение средней скорости частиц в потоке, не зависит от апертуры падающего пучка и угла между вектором падающего излучения $\vec{k}_0$ и измеряемой скорости $\vec{v}$. Если же одновременно необходимо измерить и ширину спектрального профиля рассеянного сигнала в одном из регистрируемых направлений, например $\vec{k}_s'$, то следует стремиться к минимальному значению апертур как сигнального ($\vec{k}_s'$), так и падающего пучков ($\vec{k}_0$). Это связано с тем, что аппаратная ширина рассеянного спектра, как это следует из (2), зависит от угла как между векторами $\vec{k}_0$ и $\vec{v}$, так и векторами $\vec{k}_s'$ и $\vec{v}$.

Мощность рассеянного света сильно уменьшается с увеличением угла между векторами $\vec{k}_0$ и $\vec{k}_s'$ [14], поэтому для увеличения амплитуды рассеянного сигнала более выгодно работать при малых углах рассеяния. Однако при этом, как следует из соотношения (3), уменьшается величина доплеровского сдвига f_d . При прочих равных условиях (скорость, геометрия схемы) в данной схеме регистрируется значение доплеровского сдвига f_d , в 2 раза превышающее величину f_d для систем, в которых по одному из каналов вместо рассеянного сигнала подается опорный пучок. Это имеет важное значение для увеличения точности измерения в схемах с использованием интерферометра Фабри-Перо, особенно в области сравнительно малых скоростей $v \sim 10^2$ м/с.

Интерферометр Фабри-Перо

Одним из главных элементов описанной схемы ЛДИС, во многом определяющим ее спектральную разрешающую способность и светосилу, является интерферометр Фабри-Перо [16, 18]. Основные характеристики этого прибора (область дисперсии, аппаратная ширина, контрастность и т. д. [18]) зависят главным образом от двух параметров: коэффициента отражения зеркал r и расстояния между ними l , выбор которых должен осуществляться в соответствии с конкретными требованиями эксперимента, исходя из следующих простых соображений: 1) нижняя граница величины измеряемого доплеровского сдвига $\Delta\lambda$ не должна превышать аппаратную ширину интерферометра $\delta\lambda_0$

$$\Delta\lambda < \delta\lambda_0 = \frac{\lambda^2 (1 - r)}{2\pi l \sqrt{r}} \quad (5)$$

(в схемах с разделением интерференционного поля, аналогичных используемой в наших опытах или в [10], выполнение этого условия не является обязательным); 2) с другой стороны, для удобства интерпретации и обработки экспериментальных данных следует стремиться к тому, чтобы величина доплеровского сдвига частоты $\Delta\lambda$ не превышала значения области свободной дисперсии эталона $\Delta\lambda_0$, т. е.

$$\Delta\lambda < \Delta\lambda_0 = \frac{\lambda^2}{2l}. \quad (6)$$

При использовании схем ЛДИС помимо величины абсолютного доплеровского сдвига $\Delta\lambda$, дающего значение средней скорости, важно также исследовать профиль и измерить ширину спектра рассеянного сигнала $\delta\lambda$, которые несут информацию о функции распределения частиц по скоростям $f(v)$. Для этого необходимо выполнение условия

$$\delta\lambda \geq \delta\lambda_0,$$

где $\delta\lambda$ — истинная ширина спектра рассеянного сигнала; $\delta\lambda_0$ — аппаратная ширина интерферометра.

Таким образом, для увеличения точности измерения сдвига $\Delta\lambda$ и ширины спектра рассеянного сигнала $\delta\lambda$ необходимо стремиться к получению минимального значения аппаратной ширины интерферометра $\delta\lambda_0$, что достигается, как следует из (5), увеличением коэффициента отражения зеркал r (при фиксированном расстоянии между ними). Однако известно [16, 19], что для реального прибора неточность изготовления поверхностей зеркал и недостаточная юстировка могут значительно снизить реальную разрешающую силу и интенсивность света в максимумах интерференционной картины. Поэтому использование систем с очень большими коэффициентами отражения становится нецелесообразным. Так, величину уширения $\delta\lambda'$, определяемую неровностью поверхности Δt , можно оценить из выражения [19]:

$$\delta\lambda' \approx \frac{\Delta t}{t} \lambda. \quad (7)$$

Считая, что это уширение не должно более чем вдвое превышать аппаратную ширину идеального интерферометра $\delta\lambda_0 = \frac{\lambda^2(1-r)}{2\pi\sqrt{r}}$, можно получить выражение для оценки коэффициента отражения зеркала (считая $\sqrt{r} \approx 1$) [19]

$$r \approx 1 - \frac{\pi}{\lambda} \Delta t. \quad (8)$$

Из (8) видно, что при погрешности изготовления пластин $\sim \lambda/50$ не имеет смысла наносить на них слои с коэффициентом отражения $r \geq 93\%$, так как при более высоких значениях r аппаратная ширина интерферометра будет определяться уже неточностью изготовления поверхности зеркал. Следует также помнить, что увеличение r ведет к снижению коэффициента пропускания ϵ при данном поглощении α слоя, так как $r + \epsilon + \alpha = 1$, а следовательно, и к уменьшению светосилы интерферометра.

Поскольку на первом этапе проводимых экспериментов стояла задача измерения скоростей частиц в диапазоне $v \sim 200 \div 600$ м/с, то ожидаемая величина доплеровского сдвига $\Delta\lambda$ в соответствии с выражением (4) для выбранной схемы должна была находиться в пределах $\sim 10^{-2} \div 2,5 \cdot 10^{-3}$ Å. Исходя из этого, использовался интерферометр Фабри-Перо с параметрами $t = 100$ мм и $r \approx 93\%$, так что значения области дисперсии $\Delta\lambda_0$, теоретической аппаратной ширины и разрешающей способности составляли соответственно: $\Delta\lambda_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Å, $\delta\lambda_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Å и $R \approx 7 \cdot 10^7$ и обеспечивали выполнение условий (5), (6).

Зеркала представляли собой плоские стеклянные подложки диаметром 60 мм и толщиной $d = 15$ мм, на которые наносились многослойные диэлектрические покрытия, обеспечивающие для данной длины волны λ максимальный коэффициент пропускания. Плоскостность используемых подложек Δt была доведена до 0,1 интерференционной полосы на диаметре 60 мм, поэтому следует ожидать, что плоскостность на рабочей части зеркал диаметром 10 мм была не хуже $\lambda/50$. В соответствии с (8) величина коэффициента отражения зеркал, определяе-

мая на спектрофотометре СФ-4 по пропусканию, доводилась до значения $\tau \approx 93\%$.

Отметим еще следующее важное обстоятельство, связанное с практической эксплуатацией интерферометра Фабри-Перо. Хорошо известно [16, 19], что интерферометры с расстоянием между зеркалами $l \geq 10$ см требуют особенно тщательной юстировки, от качества которой во многом зависит реальная разрешающая способность прибора. Поскольку при работе интерферометр находится в непосредственной близости от экспериментальной установки, особую важность приобретает проблема, связанная с защитой его от вибраций и разработкой виброустойчивых конструкций прибора.

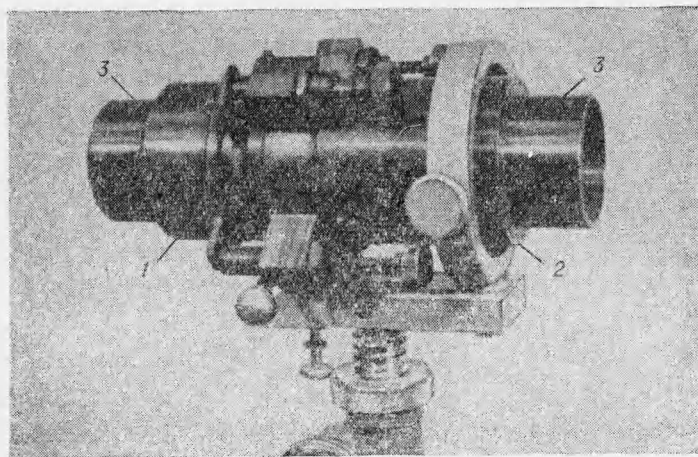


Рис. 2. Внешний вид интерферометра Фабри-Перо, используемого в экспериментах на газодинамической установке.

В первоначальной схеме ЛДИС использовался интерферометр, конструкция которого аналогична конструкции прибора ИТ-51-150, выпускаемого промышленностью. Однако несмотря на некоторые меры, принятые по защите от вибрации (все элементы схемы ЛДИС были установлены на массивной станине, «развязанной» от установки), уже в течение одной «продувки» происходила значительная разъюстировка прибора, что связано, по-видимому, с недостаточной жесткостью установки зеркал, закрепляемых с помощью пластинчатых пружин. В связи с этим был разработан и изготовлен интерферометр специальной конструкции, внешний вид которого показан на рис. 2. Основным преимуществом данной конструкции является жесткое крепление зеркал, осуществляемое с помощью резьбовых колец 3, что позволяло устранить возможность появления вибрации зеркал в местах контакта с корпусом интерферометра. Необходимая юстировка производилась с помощью качалки 1, являющейся составной частью единого корпуса 2 и обеспечивающей достаточную жесткость прибора в целом. Такой интерферометр обеспечивал устойчивую работу схемы без дополнительной юстировки в течение многократных циклов работы установки при уровне шумов в районе расположения измерительной аппаратуры ~ 130 дБ.

Сканирующая аппаратура

При разработке схем ЛДИС с интерферометром Фабри-Перо более перспективными с точки зрения удобства обработки информации, увеличения точности, чувствительности и временного разрешения являются схемы, в которых в отличие от фотографической записи регистрация

интерференционной картины осуществляется фотоэлектрическим методом. Используя в схемах ЛДИС сканирующую оптическую аппаратуру с высоким разрешением, можно непрерывно следить за изменениями скорости исследуемых потоков, выводя электрический сигнал на осциллограф или цифровой прибор, что особенно важно при исследовании импульсных и нестационарных потоков. Для этой цели были разработаны варианты сканирующей аппаратуры: а) с применением сканирующего интерферометра Фабри-Перо и б) с использованием в схеме ЛДИС двойного электронно-оптического преобразователя (ДЭОП). Рассмотрим кратко эти методы.

На рис. 3 приведена оптическая схема высокоразрешающего спектрометра на основе интерферометра Фабри-Перо, сканирование спектра в котором осуществлялось с помощью пьезокерамики. Это наиболее удобный метод, позволяющий получить значительно большую частоту сканирования в сравнении с другими широко распространенными способами фотоэлектрической записи спектра, которые также используют изменение оптической толщины интерферометра, например, за счет давления, механического перемещения одного из зеркал и т. д. [18, 19].

При подаче на пьезокерамический элемент эталона переменного напряжения сканирования частотой 50 Гц 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-15 и осциллограф С1-54, развертка которого синхронизируется напряжением сканирования. В этом случае ось времени на экране осциллографа соответствует оси частот исследуемого спектра.

Сканирующий интерферометр, аналогичный описанному в [20], представляет собой полуконфокальный резонатор длиной $l=10$ см, образованный зеркалами с радиусами кривизны $R=\infty$ и $R=20$ см, на которые нанесены многослойные диэлектрические покрытия с коэффициентом отражения $r=95\%$ для длины волны $\lambda=6328 \text{ \AA}$.

Простая электронная часть прибора выполняла следующие функции: подачу на пьезокерамику эталона синусоидального напряжения частотой 50 Гц, выработку сигнала для синхронизации развертки осциллографа и его модуляции, гашение обратного хода луча, а также питание фотоумножителя.

Основы фотоэлектрического метода записи интерференционной картины подробно описаны в литературе [18, 19], поэтому мы ограничимся тем, что приведем основные

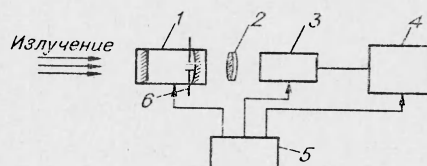


Рис. 3. Блок-схема установки, предназначенной для фотоэлектрической записи спектра с использованием сканирующего интерферометра Фабри-Перо.

1 — эталон Фабри-Перо на пьезокерамике; 2 — объектив; 3 — фотоумножитель; 4 — осциллограф; 5 — блок питания и синхронизации; 6 — диафрагма.

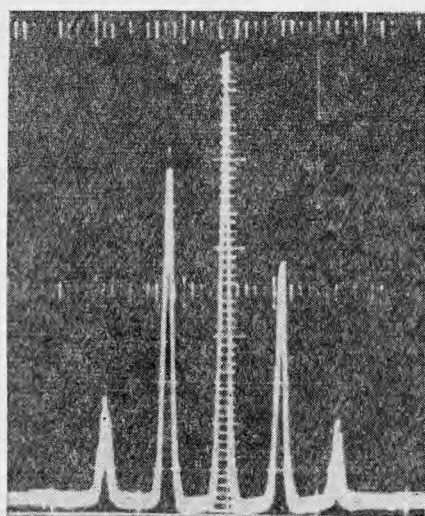


Рис. 4. Запись спектра излучения гелий-неонового лазера, рассеянного на матовом экране.

характеристики данного спектрометра; область дисперсии — 1500 МГц; разрешающая способность — 15 МГц; рабочая область спектра — 0,63 мкм; частота сканирования — 50 Гц; максимальная амплитуда напряжения сканирования — 900 В. Осциллограмма, изображенная на рис. 4, иллюстрирует работу спектрометра в режиме регистрации излучения гелий-неонового лазера ЛГ-75, рассеянного на неподвижном матовом экране. Наблюдение ведется в максимуме диаграммы направленности рассеянного излучения.

Второй и более перспективный, на наш взгляд, путь связан с созданием систем фотоэлектрической записи спектра на основе комбинации двойного электронно-оптического преобразователя (ДЭОП), который уже успешно применяется в экспериментах по физике плазмы [22],

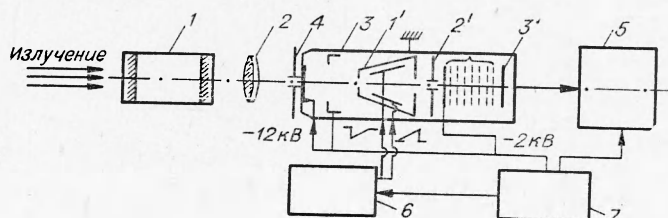


Рис. 5. Блок-схема сканирующей установки на основе двойного электронно-оптического преобразователя.

1 — эталон Фабри-Перо; 2 — объектив; 3 — двойной преобразователь; 4 — прямоугольная диафрагма; 5 — осциллограф; 6 — блок развертки; 7 — блок питания и управления.

и интерферометра Фабри-Перо. В этом случае эталон Фабри-Перо как диспергирующий элемент может иметь постоянную область дисперсии, а сканирование и регистрация интерференционной картины осуществляются с помощью ДЭОП. Используя стандартные эталоны с достаточным набором промежуточных колец, можно проводить измерения в широком спектральном диапазоне.

Оптическая схема и внешний вид такой установки представлены соответственно на рис. 5 и 6. Спектр исследуемого излучения, формируемый с помощью интерферометра Фабри-Перо 1 ($t=10$ см, $r=90\%$), проектируется объективом 2 на фотокатод двойного электронно-оптического преобразователя, представляющего собой комбинацию элементов электронно-оптического преобразователя (ЭОП) и электронного

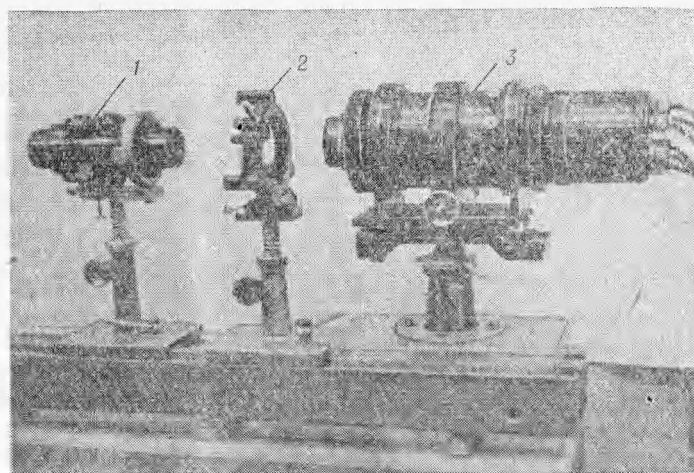


Рис. 6. Внешний вид элементов сканирующей системы с использованием ДЭОП.

1 — эталон Фабри-Перо; 2 — объектив; 3 — двойной преобразователь.

умножителя (ЭУ). Электронное изображение интерференционной картины, аналогичное световому, электростатической линзой $1'$ переносится в плоскость диафрагмы с регистрирующей щелью $2'$, имеющей ширину 0,08 мм.

Следует отметить, что в данной схеме в отличие от фотоэлектрической записи с использованием сканирующих интерферометров возможно использование только части светового потока, выделяемого в каком-либо порядке интерференции с помощью прямоугольной диафрагмы, образованной щелями 4 и $2'$, одна из которых 7 устанавливается на фотокатоде ДЭОП и имеет ширину $d \ll R$, где R — радиус соответствующего интерференционного кольца. За щелью расположена диодная система электронного умножителя ФЭУ-52 и коллектор $3'$. Фокусирующий электрод предназначен для улучшения разрешающей способности ЭОП. Сканирование спектра осуществляется подачей пилообразного напряжения на отклоняющие пластины. Изменяющийся во времени сигнал, снимаемый с коллектора, регистрировался осциллографом. Генератор развертки обеспечивал времена записи спектра в широких пределах от нескольких микросекунд до 1 с. Синхронизирующее устройство давало возможность вести работу как в режиме однократного запуска (для импульсных процессов), так и с частотой повторения 50 Гц для непрерывного наблюдения исследуемого спектра. Рабочие напряжения питания прибора: ускоряющее напряжение электронно-оптической части 12 кВ, напряжение питания электронного умножителя 2 кВ, максимальное значение напряжения развертки 4 кВ.

Исследование основных параметров используемого нами двойного преобразователя: коэффициента усиления, интегральной чувствительности, временного и пространственного разрешения и т. д., и их зависимости от напряжений проведено в [22, 23]. В работе [22] также рассмотрены вопросы, связанные с выбором оптимального соотношения между геометрическими размерами щели, с помощью которой осуществляется сканирование спектра, и шириной профиля исследуемого сигнала. В частности, это рассмотрение проводится для случая профиля лоренцевской формы, к которой может быть аппроксимирован профиль, задаваемый интерферометром Фабри-Перо.

Отметим, что применение сканирующей аппаратуры в схемах ЛДИС на основе сочетания стационарного интерферометра Фабри-Перо и двойного электронно-оптического преобразователя, позволяющего вести запись спектра за времена до 10^{-8} с, наиболее перспективно при исследовании быстрых импульсных потоков с применением в качестве источников излучения мощных лазеров — таких, как аргоновый ОКГ мощностью несколько ватт или твердотельный рубиновый лазер в режиме квазинепрерывной генерации.

Контрольные опыты с измерением скорости двухфазного сверхзвукового потока

Эксперименты по измерению скорости частиц с использованием лазерного доплеровского измерителя были проведены на стенде со стационарным сверхзвуковым двухфазным потоком, создаваемым с помощью профилированного плоского сопла (рис. 7, б). Размеры критического сечения: высота 14,5 мм, ширина 30 мм. Для введения в поток газа частиц применялось специальное запыляющее устройство, обеспечивающее равномерную подачу пылевоздушной смеси в течение 20 с. В качестве запыляющих частиц использовались частицы мела со средним размером 8—10 мкм.

Первые опыты, проведенные на установке при использовании лазера ЛГ-75 в качестве источника света, показали, что интенсивность излучения, рассеянного потоком при максимальной концентрации частиц

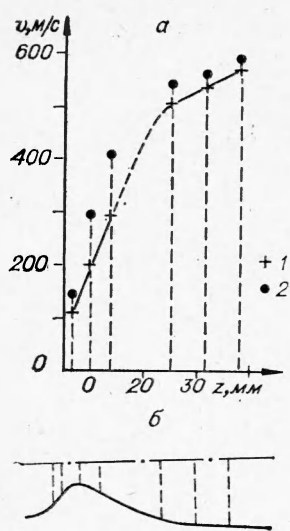


Рис. 7. Экспериментальная зависимость распределения скорости частиц (метод ЛДИС) и скорости «чистого» газа (трубка Пито) по длине (а) и профиль сопла (б).
1 — скорость частиц (метод ЛДИС); 2 — скорость газа (трубка Пито).

($\sim 3\%$ по весу), обеспечиваемой запыляющим устройством, недостаточна для фотоэлектрической регистрации сигнала с применением сканирующей аппаратуры. Поэтому на данном этапе экспериментов использовалась фотографическая регистрация интерференционной картины. Полученные интерферограммы промерялись на компараторе и обрабатывались по методу квадратов. Относительная погрешность измерений скорости составляла $\leq 5\%$.

На рис. 8 приведена характерная интерферограмма, полученная при регистрации лазерного излучения, рассеянного двухфазным потоком, на рис. 7, а — распределение скорости частиц по длине сопла (вдоль оси), полученное с помощью таких интерферограмм. На том же графике приведены значения скорости «чистого» газа, измеряемой трубками полного напора при отсутствии запыления. Из этой зависимости видно существенное отличие скорости «чистого» газа от скорости частиц в запыленном потоке, что обусловлено, по-видимому, наличием эффекта запаздывания частиц размером ≥ 10 мкм [3] и, может быть, экспериментально проверено постановкой опытов с одновременным измерением скорости газа и частиц в двухфазном потоке. Наибольшая разница скорости «чистого» газа и частиц, составляющая ≈ 100 м/с, приходится на область, расположенную непо-

средственно за критическим сечением сопла, где градиент осевой скорости имеет максимальное значение. Более подробно результаты измерения и их анализ авторы предполагают изложить в отдельной работе.

Таким образом, первые эксперименты, проведенные на газодинамической установке с использованием лазерного доплеровского измерителя скорости, в котором выделение сдвига частоты рассеянного лазерного излучения осуществлялось спектральным методом, показывают, что разработанный метод ЛДИС, нечувствительный к размерам частиц

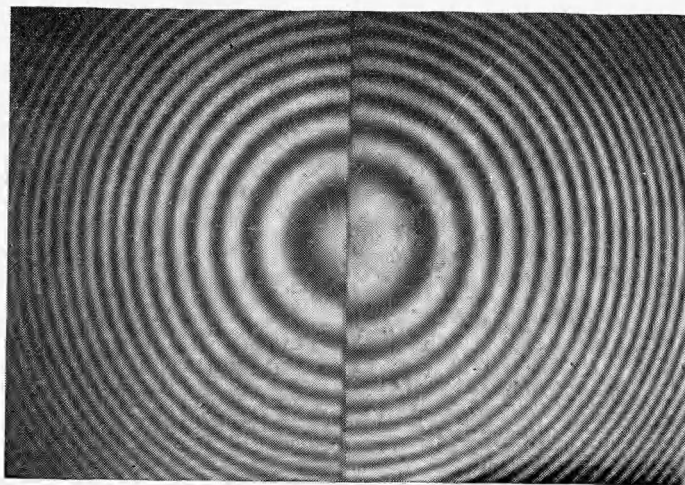


Рис. 8. Типичная интерферограмма, полученная при регистрации рассеянного двухфазным потоком излучения гелий-неонового лазера.

и поляризации рассеянного излучения, может быть с успехом использован для изучения структуры высокоскоростных двухфазных потоков с высокой концентрацией примесной фазы.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность В. И. Завьялову и М. И. Кокурину за помощь в проведении экспериментов.

*Поступила в редакцию
23/II 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. Хогланд. РТК, 1962, 5, 3.
2. Д. Рудингер. РТК, 1970, 8, 7, 128; Gasdynamics. Ed. pp. Wegener. V. 1, P. 1, Marcel Dekker, 1969.
3. R. L. Wang. Astronautica Acta, 1972, 17, 819.
4. Г. А. Салтанов. Сверхзвуковые двухфазные течения. М., «Мир», 1972.
5. H. Z. Cummins, N. Knable. 4. 4th Phys. Rev. Letters, 1964, 12, 150.
6. I. W. Foreman, E. W. George, R. D. Lewis. App. Phys. Letters, 1965, 7, 77.
7. I. Rudd. J. Sci Instrum. Ser., 1969, 2, 2, 55.
8. R. N. James, N. R. Bobcock, N. S. Seifert. AIAAJ., 1968, 6, 191.
9. В. С. Ринкевичус. ТВТ, 1970, 5, 1073.
10. В. С. Ринкевичус, А. В. Толкачев. ЖПС, 1968, 5, 748.
11. Ю. Н. Дубнищев и др. Автометрия, 1971, 1, 36.
12. Ю. Г. Василенко и др. Автометрия, 1971, 3, 90.
13. R. M. Huffer. Appl. Optics., 1971, 9, 1026.
14. К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. М., Гостехиздат, 1951.
15. Ван де Хьюст. Рассеяние света малыми частицами. М., ИЛ, 1960.
16. С. Таланский. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М., ИЛ, 1955.
17. Ф. А. Королев. Теоретическая оптика. М., «Высшая школа», 1966.
18. К. И. Тарасов. Спектральные приборы. Л., «Машиностроение», 1968.
19. Спектроскопия газоразрядной плазмы. М., «Наука», 1970, стр. 160.
20. В. П. Коронкевич и др. Оптика и спектроскопия, 1967, 23.
21. Ю. Е. Нестерихин, Р. И. Солоухин. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., «Наука», 1967.
22. Э. П. Кругляков. В сб. «Диагностика плазмы». Вып. II. М., Атомиздат, 1968, стр. 117.
23. Л. М. Диамант и др. ТВТ, 1970, 8, 1, 163.