

МЕТОД МНОГОЭКСПОЗИЦИОННОЙ ФОТОРЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

*В. М. Бойко, А. А. Карнаухов, В. Ф. Косарев,
А. Н. Панырин*

(Новосибирск)

В газодинамике многофазных систем имеется широкий круг экспериментальных задач, когда наряду с необходимостью измерения высоких скоростей $10-10^4$ м/с важно обеспечить высокое быстродействие схемы измерения. Сюда относятся проблемы, возникающие при изучении импульсных двухфазных потоков, динамики частиц за ударными волнами при исследовании гетерогенной детонации или нанесении детонационных покрытий и т. д., когда характерные времена процессов составляют $\sim 10^{-1}-10^{-5}$ с.

Следует отметить, что измерение скорости в диапазоне $10-10^4$ м/с обеспечивает использование лазер-доплеровских систем с прямым спектральным анализом, подробно рассмотренных в обзорной работе [1]. Однако практическая реализация схем ЛДИС с временным разрешением $\sim 10^{-5}-10^{-6}$ с требует разработки специальных методов регистрации спектров, что ограничивает их распространение в область задач, связанных с исследованием быстротекущих процессов.

В этом плане значительный интерес представляет развитие метода многоэкспозиционной фоторегистрации, основанного на использовании стробоскопического источника света, задающего частоту и длительность экспозиции кадров. Применяя такой источник в сочетании с различными оптическими схемами (теневого, интерферометрической, голографической), можно получить обширную информацию о структуре потока и определить параметры частиц, такие как размер, концентрацию и скорость их движения.

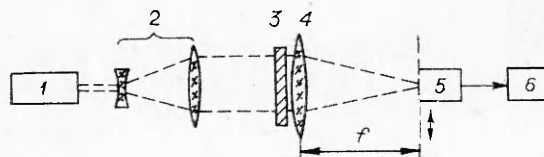
К настоящему времени известен ряд работ [2-6], в которых многоэкспозиционная фоторегистрация применялась для решения различных задач, например для исследования турбулентных течений [2-3], измерения скорости капель [4], конвективного движения жидкости [5], свободного падения частиц [6] и т. д., однако 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 разрешение. Использование пространственно-спектрального способа анализа многоэкспозиционных фотографий [6] дает возможность существенно упростить обработку данных и проводить измерения в широком диапазоне концентраций. Данная работа посвящена развитию метода многоэкспозиционной фоторегистрации для исследования быстротекущих процессов в гетерогенных потоках.

1. Принципиальная схема многоэкспозиционной записи изображения частиц заключается в следующем. На одном и том же фотоматериале с равными интервалами времени Δt регистрируется несколько последовательных сфокусированных изображений движущегося двухфазного потока. Это может быть голограмма или обычная фотография, сделанная по теневой схеме или схеме лазерного «ножа» [7]. 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 [3]. Поэтому ее использование целесообразно лишь при исследовании динамики отдельных частиц в газовом потоке. В качестве примера можно указать на задачи, связанные с необходимостью одновременного наблюдения за характером движения различных (по форме, размеру и т. д.) частиц, особенно в условиях, когда существенную роль играет их взаимодействие, т. е. процессы соударения частиц, их дробление, коагуляция и т. д.

В ряде экспериментов основной задачей является измерение интегральных параметров двухфазного потока, таких как средняя скорость движения частиц или их функции распределения по размерам и скоростям. В этом случае наиболее перспективным с точки зрения удобства и

быстроты обработки информации является метод пространственно-спектрального анализа (ПСА), основанного на исследовании распределения интенсивности света в дифракционной картине Фраунгофера, полученной от многократно зарегистрированного изображения потока частиц.



Ф и г. 1

Фиг. 1 поясняет принцип реализации данного метода. Если транспарант 3 с многократным изображением двухфазного потока осветить параллельным пучком когерентного света, то в фокальной плоскости линзы 4, осуществляющей преобразование Фурье, формируется картина пространственного спектра, несущая информацию о параметрах частиц. Воспользуемся известным соотношением (см., например, [8]), описывающим преобразование Фурье для плоского предмета с произвольным амплитудным коэффициентом пропускания, расположенного непосредственно перед линзой. Распределение интенсивности в картине дифракции на транспаранте с N последовательными изображениями одной сферической частицы радиуса R имеет вид

$$(1.1) \quad I_f(\rho, \theta) = A \left| \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp \left[-j \frac{2\pi\rho}{\lambda f} r \cos(\theta - \varphi) \right] \frac{1 - \exp(-jN\omega v)}{1 - \exp(-j\omega v)} r dr d\varphi \right|^2,$$

где $\omega = 2\pi r k \Delta t \cos(\alpha - \theta) / \lambda f$; ρ, θ, r, φ — полярные координаты в фокальной и предметной плоскости преобразующей линзы; f — ее фокусное расстояние; λ — длина волны света; v — скорость движения частицы; α — угол, задающий направление движения частицы; A — фазовый множитель; k — масштабный коэффициент.

Рассмотрим случай, когда $N = 2$. Тогда соотношение (1.1) значительно упрощается:

$$(1.2) \quad I_f(\rho, \theta) = 2[1 + \cos(\omega v)] B(R),$$

здесь $B(R) = \left| \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp \left[-j \frac{2\pi\rho}{\lambda f} r \cos(\theta - \varphi) \right] r dr d\varphi \right|^2$ — функция, зависящая только от размера частицы.

Для ансамбля частиц, отличающихся друг от друга размером и скоростью движения, выражение для $I(\rho, \theta)$ имеет вид

$$(1.3) \quad I(\rho, \theta) = 2 \left\{ 1 + \int_0^\infty P_v(v) \cos(\omega v) dv \right\} \int_0^\infty P_R(R) B(R) dR,$$

где $P_v(v)$ и $P_R(R)$ — плотности вероятности распределения частиц по скоростям и размерам. Заметим, что соотношение (1.3) записано в предположении статистической независимости скорости движения частиц от их размеров.

Если ввести среднюю скорость движения частиц, определяемую как $v_{cp} = \int_0^\infty v P_v(v) dv$, и центрировать функцию $P_v(v)$ относительно v_{cp} , введя $P_v(v') = P_v(v - v_{cp})$, то выражение (1.3) можно представить в виде

$$(1.4) \quad I(\rho, \theta) = 2 \left\{ 1 + \cos(\omega v_{cp}) \int_0^\infty P_v(v') \cos(\omega v') dv' \right\} \int_0^\infty P_R(R) B(R) dR.$$

Из соотношения (1.4) видно, что дифракционная картина для ансамбля частиц, как и для случая одной частицы (формула (1.2)), промодулирована

на параллельными полосами, расположенными нормально к вектору скорости. При этом расстояние между полосами H связано со средней скоростью движения частиц $v_{\text{ср}}$:

$$(1.5) \quad v_{\text{ср}} = \lambda f / (k \Delta t H),$$

а характер изменения контраста интерференционных полос определяется

$$\text{интегралом } \int_0^{\infty} P_v(v') \cos(\omega v') dv'.$$

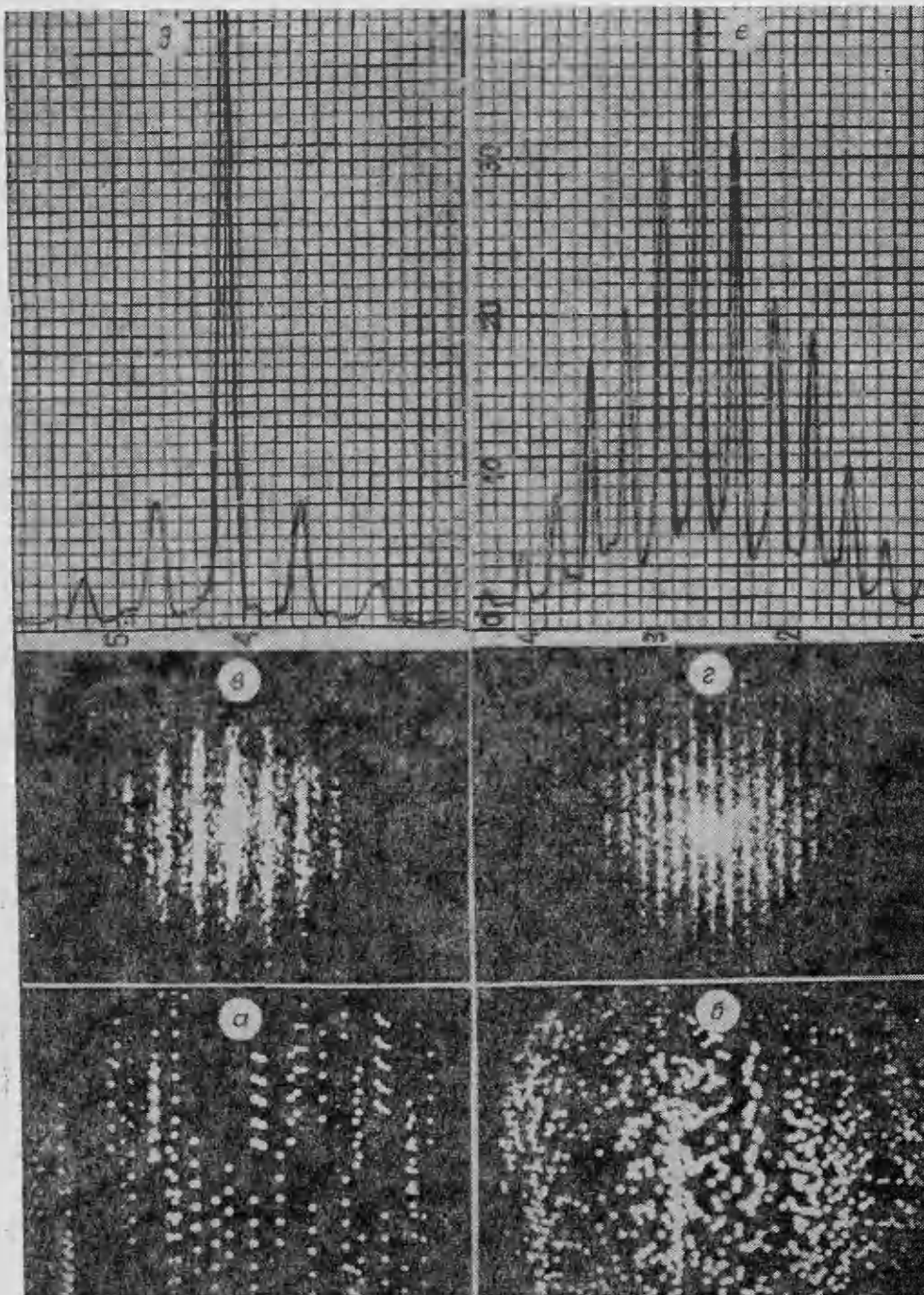
Таким образом, измеряя H и зная λ , f , Δt и k , можно из выражения (1.5) определить $v_{\text{ср}}$. Из (1.4) видно также, что распределение интенсивности, получаемое при фотометрировании спектра в направлении, перпендикулярном к интерференционным полосам ($\theta = \alpha$), несет информацию о функции $P_v(v)$. В частности, для случая распределения Гаусса по скоростям анализ зависимости $I(\rho, \theta)$ приведен в [6]. Данные о распределении частиц по размерам $P_R(R)$ можно получить, исследуя распределение интенсивности вдоль полос ($\theta = \alpha + \pi/2$).

2. Для отработки системы регистрации пространственных спектров и выбора оптимальных условий реализации метода для исследования двухфазных потоков проведен цикл опытов с модельными фотографиями. С этой целью частицы определенного сорта многократно фотографировались с помощью микроскопа при заданном смещении предметного столика перед каждой экспозицией. Исследовалось влияние дисперсного состава частиц, их концентрации, числа экспозиций, а также параметра h/d ($d = 2R$) на характер распределения интенсивности в дифракционной картине.

Опыты проводились на установке, показанной на фиг. 1. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-38 I. Распределение интенсивности записывалось на графопостроителе 6 с помощью фотоумножителя 5, перемещаемого в фокальной плоскости преобразующей линзы 4 с фокусным расстоянием 500 мм (2 — телескопическая система).

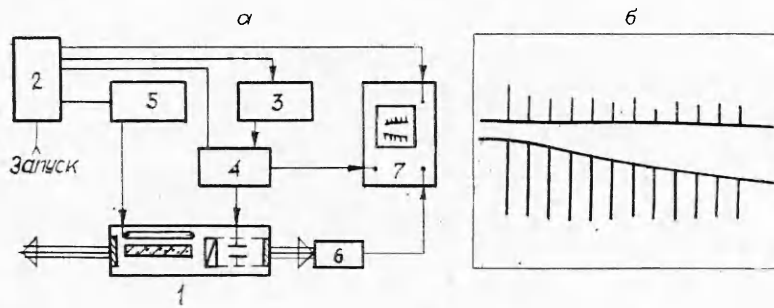
На фиг. 2, а, б представлены фотографии, моделирующие односкоростной однонаправленный поток частиц одинакового размера d при их разной концентрации, на фиг. 2, в, г и д, е — соответствующие им дифракционные картины и распределения интенсивности. Фиг. 2, а, в, д относятся к случаю, когда среднее расстояние между частицами $l > h$, фиг. 2, б, г, е соответствует $l < h$. Как видно из фиг. 2, б, при $l < h$ очень сложно отождествить несколько изображений определенной частицы, однако дифракционная картина при этом четко регистрируется. Из этого следует важное преимущество метода спектрального анализа, который может быть использован при высокой объемной концентрации частиц в потоке $\geq 1\%$, когда визуальная обработка становится невозможной. Проведенные опыты показали также, что с точки зрения удобства обработки методом ПСА оптимальное значение параметра h/d следует выбирать в пределах 3—10.

Пространственное разрешение метода пространственно-спектрального анализа, позволяющего регистрировать поле скоростей в заданной области потока, определяется апертурой зондирующего пучка $d_{\text{п}}$ при восстановлении спектра Фурье. Известно [9], что при освещении диффузно-рассеивающего объекта когерентным светом дифракционная картина в фокальной плоскости преобразующей линзы имеет вид пятнистой структуры (спекл-структуры), возникающей из-за интерференции дифракционных картин от отдельных частиц. Характерный размер пятна определяется значением $d_{\text{п}}$ (если $d_{\text{п}}$ меньше диаметра линзы) и составляет $\delta \sim \lambda f / d_{\text{п}}$. Наличие такой структуры приводит к появлению флуктуаций сигнала в спектре Фурье, ограничивающих точность фиксации интерференционных полос. Будем считать, что две полосы можно разрешить, если расстояние между ними $H \simeq \delta$. Из этого условия с учетом выраже-



Ф и г. 2

ния (1.5) можно оценить предельное пространственное разрешение $d_{\text{п min}} \approx h$. При $h/d \approx 3$ и $d \approx 100$ мкм $d_{\text{п min}} \approx 300$ мкм. Очевидно, что для уменьшения погрешности при записи распределения интенсивности в спектре Фурье, а следовательно, и скорости движения частиц необходимо увеличивать $d_{\text{п}}$, однако при этом падает пространственное разрешение метода. Поэтому выбор $d_{\text{п}}$ должен производиться с учетом конкретных требований эксперимента.

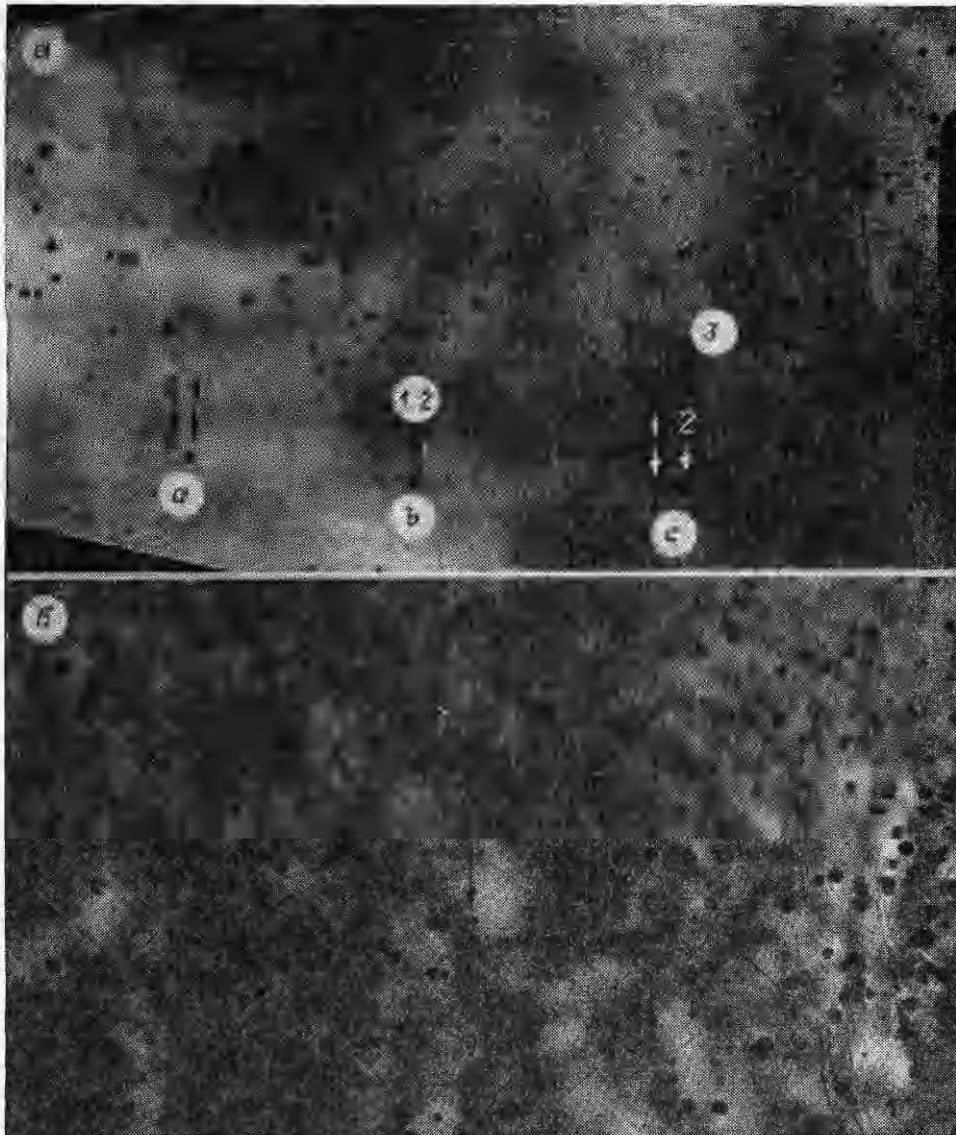


Ф и г. 3

3. 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 $\tau \ll d/v$. Условие $h = 3-10 d$ определяет оптимальное значение интервала между импульсами. При характерных значениях $d \approx 100$ мкм и $v \approx 10^2$ м/с получим $\tau \ll 10^{-6}$ с, $\Delta t = 3$ мкс.

Для решения этой задачи наиболее перспективными являются импульсные твердотельные лазеры с периодической модуляцией добротности [10-12], обеспечивающие хорошую чувствительность и высокое быстродействие схемы измерения. В данной работе для многоэкспозиционной регистрации частиц в газовом потоке разработан стробоскопический источник света (фиг. 3, а) на основе рубинового лазера 1. Электрооптический модулятор выполнен на ячейке Керра. Ее параметры: длина электродов 50 мм, расстояние между ними 8 мм, управляющее напряжение 15 кВ. Электронная схема управления ячейкой состояла из генератора синхронизирующих импульсов 2, задающего генератора 3, вырабатывающего серию электрических импульсов с заданным интервалом между ними, и формирователя высоковольтных импульсов 4, подаваемых на ячейку Керра (5 — батарея конденсаторов для питания ламп накачки, 6 — фотоумножитель, 7 — осциллограф). Лазер обеспечивал генерацию нескольких (от 1 до 50) световых импульсов длительностью $\tau \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с. Интервалы между ними Δt регулировались в пределах 3-500 мкс с точностью 0,2 мкс. На фиг. 3, б показана характерная форма электрического сигнала, управляющего модулятором (нижний луч), а также представлены импульсы генерации лазерного излучения (верхний луч), регистрируемые с помощью фотоумножителя ($\Delta t = 20$ мкс).

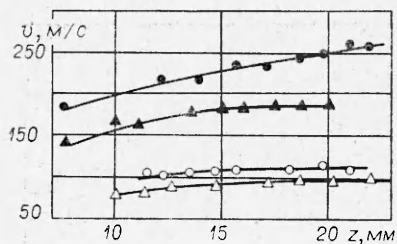
При использовании стробоскопического источника света можно реализовать необходимую оптическую схему для многоэкспозиционной ре-



Ф и г. 4

гистрации частиц. В зависимости от требований эксперимента можно использовать визуализацию течения в рассеянном (лазерный нож) либо в проходящем излучении [7]. На фиг. 3, *в* приведена схема теневой установки, предназначенной для исследования двухфазных потоков. Ее основные элементы: рубиновый лазер 1, генерирующий серию управляемых импульсов, диафрагма 2, ослабляющий фильтр 3, телескопическая система 4, приемный объектив 6, визуализирующая диафрагма 7, фоторегистратор 8. Разрешающая способность схемы определялась экспериментально и составляла не менее 100 штр/мм при общем линейном увеличении, равном 5.

Сверхзвуковой поток газа создавался с помощью плоского конического сопла 5. Высота критического сечения 2,6 мм, ширина 20 мм, угол раствора 14°. Давление в форкамере $8,5 \cdot 10^5$ Па, температура 260 К, число Маха на срезе 2,8. Исследуемые частицы вводились в поток газа на расстоянии 240 мм до критического сечения. В экспериментах использова-



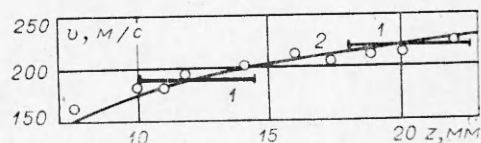
Ф и г. 5

новки и методика измерения скорости ЛДИС описаны в [13].

На фиг. 4—6 представлены некоторые результаты экспериментов, полученные при исследовании сверхзвуковых двухфазных течений. На фиг. 4, а показана типичная трехэкспозиционная теневая фотография. В поток введены частицы оргстекла $d = 50-300$ мкм, $\rho_1 = 8,6$ г/см³, интервал между экспозициями $\Delta t = 20$ мкс. Поскольку объемная концентрация дисперсной фазы невелика ($U/d > 5$), можно проследить за динамикой отдельных частиц. Для большинства из них легко найти три последовательных изображения. Рассмотрим, например, две частицы $d_1 = 200$ мкм и $d_2 = 150$ мкм, отмеченные на фиг. 4, а стрелками. На участке *ab*, соответствующем времени между первой и второй экспозициями, $v_1 = 185$ м/с, $v_2 = 205$ м/с, на участке *bc* между второй и третьей экспозициями $v_1 = 200$ м/с, $v_2 = 220$ м/с. Хорошо видно различие в скорости движения частиц разного диаметра, приводящее к изменению их относительного положения в потоке. Обработывая подобные фотографии, можно изучить одновременно характер изменения скорости движения различных частиц (d, ρ_1) по длине сопла $v = f(z)$. Эти результаты представлены на фиг. 5 и позволяют определить коэффициенты аэродинамического сопротивления мелких частиц при ускорении в газовом потоке [13]: 1 — частицы оргстекла $d_{ср} = 80$ мкм, $\rho_1 = 1,2$ г/см³, 2 — частицы оргстекла $d_{ср} = 210$ мкм, $\rho_1 = 1,2$ г/см³, 3 — частицы бронзы $d_{ср} = 120$ мкм, $\rho_1 = 8,6$ г/см³, 4 — частицы бронзы $d_{ср} = 200$ мкм, $\rho_1 = 8,6$ г/см³. Относительная погрешность измерения $\leq 3\%$.

Многоэкспозиционная фоторегистрация в теневой или интерферометрической схеме дает возможность исследовать характер изменения микроструктуры поля плотности во времени. На фиг. 4, а хорошо видны локальные ударные волны, формируемые около частиц при их сверхзвуковом обтекании. Взаимодействие частиц с преградой (на фотографии — это цилиндр, установленный вдоль потока) приводит к сильному изменению волновой структуры вблизи тела. По характеру изменения скорости несложно различить падающие 1, 2 и отраженные 3 от преграды частицы. Это, в частности, позволило установить, что основную роль в явлении возмущения головной ударной волны при обтекании тел двухфазным потоком играют частицы, отраженные от тела и выходящие в сверхзвуковую зону течения [13].

Для проверки методики обработки методом пространственного спектрального анализа сделаны двухэкспозиционные фотографии, в которых Δt уменьшено до 5 мкс. На фиг. 4, б хорошо видны парные изображения частиц ($d = 50-200$ мкм), некоторые из них отмечены стрелками. Значение параметра $h/d \geq 3$. Вся 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 (1.5) определялась средняя скорость движения частиц



Ф и г. 6

$v_{\text{ср}}$. Эти данные представлены на фиг. 6 участками горизонтальных линий 1, длина которых равна L . На фиг. 6 нанесены также значения $v_{\text{ср}}$ (точки), полученные методом визуальной обработки, и результаты измерения скорости 2 лазер-доплеровским методом с прямым спектральным анализом [13]. Следует отметить удовлетворительное согласие данных, полученных двумя методами обработки многоэкспозиционных фотографий (различие не превышает 4%). Совпадение этих результатов с данными ЛДИС подтверждает достоверность полученной информации и свидетельствует о перспективности использования метода многоэкспозиционной фоторегистрации для исследования высокоскоростных двухфазных течений.

Поступила 30 III 1981

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 АН БССР, 1978.
2. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1974.
3. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск: Наука, 1975.
4. Бакуров А. О., Ертанова О. Н. и др. Голографический метод определения поля скоростей дисперсионной фазы двухфазного потока.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, т. 1, № 1.
5. Iwata K., Nakoshima T., Nagata R. Measurement of flow velocity distribution by means of double exposure holographic interferometry.— J. Opt. Soc. Amer., 1977, vol. 67, N 8.
6. Ewan V. C. R. Holographic particle velocity measurement in the Fraunhofer plane.— Appl. Opt., 1979, vol. 18, N 5.
7. 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.
8. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
9. Франсон. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980.
10. Necht G. I., Steel G. V., Oppenheim A. K. High-speed stroboscopic photography using a Kerr cell modulated laser source.— ISA Transactions, 1966, vol. 5, N 2.
11. Кузовкова Т. А., Нилов Е. В. и др. Исследование импульсного ОКГ на неодимовом стекле в режиме периодической модуляции добротности.— ЖТФ, 1974, т. 44, № 4.
12. 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. Минск, 1979.
13. Яценко П. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. П., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.

УДК 532.529.6 : 541.12

КОНВЕКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС МАССЫ МЕЖДУ ТВЕРДОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ И ЖИДКОСТЬЮ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ ПЕКЛЕ

М. С. Исаков, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

Введение. Массообмен между твердой частицей и жидкостью является основным производительным фактором во многих отраслях химической технологии и микробиологии. Этот процесс сложен и зависит от многих факторов: радиальной диффузии, вынужденной конвекции, свободной конвекции, формы частицы, физических свойств жидкости и частицы и т. д. В реальных условиях эти факторы действуют одновременно, и, как правило, многие исследователи ограничивались изучением массообмена в