

УДК 519.642.6:519.688+53.07:535:53.088:53.087

И.А. Амелюшкин

*Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный
аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского», Россия, 140180, Московская
область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1, E-mail: Amelyushkin_Ivan@mail.ru*

АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛОСКОСТИ, ЗОНДИРУЮЩЕЙ ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ДВУХФАЗНЫМ ПОТОКОМ

АННОТАЦИЯ

Целью работы является повышение информативности бесконтактной диагностики потоков жидкости и газа лазерной плоскостью. При диагностике потоков трассерными методами разработаны поправки на отличие скорости частиц-трассеров от несущего их потока. Предложен оригинальный критерий идентификации областей скоростной неравновесности двухфазного потока. Предложены алгоритмы восстановления полей давления, плотности и температуры турбулентного потока по полю скорости движущихся в потоке частиц. Приведены результаты обработки изображений. Предложен панорамный метод восстановления распределения частиц по размерам в полидисперсном потоке в лазерной плоскости. Разработаны оригинальные методы решения обратных задач восстановления параметров потока по данным оптических измерений. Приведены результаты исследования устойчивости соответствующих решений. Приведены результаты экспериментального исследования двухфазных потоков.

**ЛАЗЕРНАЯ ПЛОСКОСТЬ, ЧАСТИЦЫ, РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ЭКСТИНКЦИЯ,
ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ, ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ,
ДИАГНОСТИКА, НЕФЕЛОМЕТРИЯ**

ВВЕДЕНИЕ

Изменение характеристик распространяющегося в среде излучения несет богатую информацию о происходящих физических процессах. При исследовании потоков жидкости и газа особое место занимают оптические методы диагностики потоков жидкости и газа, основанные на рассеянии частицами зондирующего излучения в лазерной плоскости. При диагностике однофазного потока, в него вводят частицы, информация о поведении которых позволяет восстановить множество параметров потока жидкости и газа. К таким методам относятся лазерные доплеровские измерители скорости и методы измерения полей скорости потоков по изображениям частиц (PIV – Particle Image Velocimetry, PTV – Particle Tracking Velocimetry, Particle Speckle Velocimetry), а также метод измерения полей скорости потока по смещению аэрозольных оптически неоднородных структур – SIV – Smoke Image Velocimetry. Скорость газа определяется косвенно по скорости светорассеивающих (трассирующих) частиц или их скоплений, естественно присутствующих в потоке или специально в него введенных. При этом, как правило, используют предположение о том, что скорость частиц совпадает со скоростью несущей фазы потока. Такое предположение вполне оправдано в ряде практических задач, однако в разреженных высокоградиентных, в частности, сверхзвуковых течений в ударных аэродинамических трубах [1, 2] или при

диагностике грубодисперсных потоков [3, 4] предположение о скоростном равновесии фаз двухфазного потока может быть существенно нарушено. В настоящей статье определены характеристики потока, при которых такое предположение оправдано; предложен новый критерий скоростной неравновесности двухфазного потока, позволяющий определить области потока с заданной разностью скоростей фаз и разработан алгоритм решения обратной задачи, заключающийся в восстановлении полей скорости и других характеристик стационарного потока по полю скорости движения в нем частиц.

При исследовании грубодисперсных высокоскоростных двухфазных высокоградиентных потоков скорости фаз могут существенно отличаться, что осложняет их исследование и требует развития методов экспериментальной диагностики и алгоритмов обработки изображений. Основная цель таких методов – получение информации о поведении одной фазы, используя информацию о поведении другой фазы дисперсного потока. Соответствующая математическая проблема относится к классу некорректно поставленных задач [5], методы решения которых разрабатывались ранее (см., напр., [6–8]).

ПОВЫШЕНИЕ ИНФОРМАТИВНОСТИ ТРАССЕРНЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНОФАЗНЫХ ПОТОКОВ

К основным физическим проблемам диагностики потоков с помощью частиц можно отнести, во-первых, как отмечалось выше, отличие скорости дисперсной фазы (частиц капель) в силу ее инерции от скорости несущей среды – газа или жидкости. На рис. 12 показана визуализация существенно неравновесного по скорости двухфазного потока на стенде искусственного обледенения ЦАГИ. Из рисунка видно заметное отличие траекторий частиц от линий тока несущего их потока. Проблема скоростной неравновесности может быть решена путем уменьшения размера и плотности частиц, однако, плотность частиц не может быть уменьшена ниже определенных значений, как правило, на 2 – 3 порядка превосходящих плотность несущего их газа. Уменьшение размеров частиц приводит к снижению их видимости в результате уменьшения рассеяния ими зондирующего излучения, а производство полых частиц трудоемко и такие частицы могут быть повреждены в процессе засева ими потока.

Во-вторых, в потоке могут иметь место области, в которых частицы не падают (следовательно, в этих областях не удастся применить методы анемометрии, основанные на изображении частиц): при исследовании вихревых движений частицы могут быть выброшены из ядра вихря центробежными силами, а при движении в канале с большой степенью кривизны под действием электростатических сил, возникающих при электризации аэрозольного потока, а также, в силу стохастики их траекторий оседать на стенках. Последнее может привести к недостаточной концентрации частиц для эффективного анализа изображений. В зависимости от типа течения эта проблема может быть решена должным образом путем подбора частиц, которые способны занимать исследуемые области потока.

В-третьих, известно, что при диффузном отражении лазерной плоскости (используемой в методе PIV) от поверхности обтекаемых тел, измерение скорости потока вблизи поверхности становится проблематичным. Данная проблема может быть решена путем изготовления прозрачных моделей обтекаемых тел. При этом в ряде задач важно учитывать физико-химические свойства материалов, т.к. вязкое трение значительно зависит от законов взаимодействия молекул потока с атомами обтекаемого тела. Поскольку использование прозрачных и зеркальных моделей обтекаемых тел не всегда возможно, предлагается решать обратную задачу, заключающуюся в восстановлении скорости потока вблизи обтекаемого тела, зная его форму и полученное методом PIV поле скорости на некотором расстоянии от поверхности этого тела. Для решения этой задачи удобно использовать метод конечного элемента, с соответствующими граничными условиями.

В-четвертых, частицы имеют обратное влияние на несущий их поток, в частности на турбулизацию и ламинаризацию последнего. Кроме того, при использовании капель, последние при испарении и при конденсационном росте могут выделять или поглощать

фазовое тепло, по температуре отличаться от несущего их потока и, как следствие влиять на его поведение. Кроме того, известны примеры использования частиц для разрушения ударных волн с целью снижения волнового сопротивления обтекаемого тела. Последнее обстоятельство может быть использовано для снижения сопротивления плохо обтекаемых тел.

Наконец, в-пятых, в высокоградиентном потоке размеры частиц и, особенно капель может существенно меняться в потоке и отличаться от их изначального размера в результате коагуляции, дробления и фазовых переходов. Это может привести к описанной выше первой проблеме. В настоящей работе развит предложенный ранее [7] метод расчета параметров потока при обработке поля скорости движущихся в нем частиц с учетом отличия их траекторий и скорости от соответствующих величин несущей фазы потока. Приведены результаты обработки имеющихся экспериментальных данных с целью повышения их информативности, учтен опыт предшественников.

Алгоритмы восстановления скорости потока по скорости движущихся в нем частиц. Простейший способ поправки на отставание частиц от газа заключается в использовании известной модели сопротивления Стокса для частицы, движущейся относительно газа ($C_D = 24/Re_p$). Эта модель может быть применена лишь для малых чисел Рейнольдса движения частицы относительно газа $Re_p = 2\rho a_p |V - V_p|/\mu \ll 1$. В этом приближении, в предположении о малом влиянии изменения вязкости газа (при изменении его температуры) на движение частицы, поправка на отставание частиц от газа при измерении скорости газа в 4D пространстве может быть выражена следующей формулой:

$$V = V_p + \frac{m_p}{0.5\pi a_p^2 C_D (Re_p) |V - V_p|} \frac{dV_p}{dt} = V_p + \frac{m_p}{6\pi\mu a_p} \frac{dV_p}{dt} = V_p + \left[\frac{\partial V_p}{\partial t} + (V_p \cdot \nabla) V_p \right] \frac{2\rho_p a_p^2}{9\mu}.$$

Здесь V и V_p – векторы скорости газа и частиц соответственно, m_p , ρ_p и a_p – масса, плотность материала частицы и ее радиус, ρ и μ – плотность и динамическая вязкость газа.

Перепишем формулу в развернутом виде: $V_i = V_p^i + \left[\frac{\partial V_p^i}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 V_p^j \frac{\partial V_p^i}{\partial x_j} \right] \frac{2\rho_p a_p^2}{9\mu_m}$. Численная

аппроксимация уравнений: $\frac{\partial V_p^i}{\partial x_j} = \frac{V_p^i(x_j + \Delta x_j) - V_p^i(x_j - \Delta x_j)}{2\Delta x_j}$. Тем не менее, модель Стокса

для коэффициента сопротивления не может быть корректно применена к высокоградиентным потокам с малой плотностью (например, к диагностике потоков в ударных и импульсных трубах). Использование более сложных моделей движения частицы в потоке приводит к необходимости учета изменения плотности и температуры газа. В работе [7] предложен метод восстановления параметров потока по анализу полей скорости движущихся в нем частиц, полученных известными оптическими методами (PIV, PTV и др.). Регуляризация решения основана на использовании известных физико-математических моделей поведения частиц и капель в несущем их потоке, а также упрощенных уравнений аэрогидромеханики. Обработка экспериментальных данных о прохождении частиц сквозь косоугольный скачок уплотнения показала преимущества новой технологии (по сравнению с [9, 10]) расчета скорости и других характеристик газа по полю скорости движущихся в нем частиц.

Алгоритмы восстановления давления, плотности и температуры потока по полю скорости частиц. Используя уравнение неразрывности $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho V) = 0$, запишем уравнения импульсов в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{\partial P}{\partial y} \\ \frac{\partial P}{\partial z} \end{pmatrix} = \rho \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} - \mu \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix} = \rho \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} - \mu \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{\partial}{\partial y} \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} \right) & \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & \frac{\partial}{\partial z} \left(2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В случае стационарного потока для замыкания уравнений запишем уравнение баланса энергии:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\rho \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) u \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\rho \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) v \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\rho \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) w \right] = \mu \Psi.$$

$$\begin{aligned} \text{Здесь } \mu \Psi &= \frac{\partial}{\partial x} (u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + w \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y} (u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + w \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z} (u \tau_{zx} + v \tau_{zy} + w \tau_{zz}) = \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(2u \frac{\partial u}{\partial x} + v \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + w \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(u \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + 2v \frac{\partial v}{\partial y} + w \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(u \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + v \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + 2w \frac{\partial w}{\partial z} \right). \end{aligned}$$

Воспользовавшись уравнением состояния газа, и системой (1), в случае стационарного потока последнее уравнение будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{3} \left[\frac{\partial u^3}{\partial x} + \frac{\partial v^3}{\partial y} + \frac{\partial w^3}{\partial z} \right] + uv \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + uw \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + vw \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{P}{\rho} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \eta \left(\frac{\gamma-1}{2\gamma} \right) \Theta + \frac{\Xi}{2\gamma}. \quad (2)$$

$$\text{Здесь } \frac{\mu}{\rho} \Psi = \eta \Theta, \quad \Xi = u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right) + w \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} \right),$$

$\eta = \eta(T)$ – кинематическая вязкость газа, которая зависит от его температуры. Уравнение (1)

может быть переписано в следующем виде: $\Phi + \frac{P}{\rho} \xi = \eta k + b$, где $\xi = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$, $b = \frac{\Xi}{2\gamma}$,

$k = \left(\frac{\gamma-1}{2\gamma} \right) \Theta$ и $\Phi = \frac{1}{3} \left[\frac{\partial u^3}{\partial x} + \frac{\partial v^3}{\partial y} + \frac{\partial w^3}{\partial z} \right] + uv \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + uw \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + vw \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)$. Воспользовавшись

уравнением состояния идеального газа, запишем уравнение, из которого может быть найдено

распределение температуры: $T \frac{R\xi}{\mu_0 k} - \eta(T) = \frac{b - \Phi}{k}$. Или $T \cdot f(V) - \eta(T) = g(V)$ – уравнение, в

котором f и g – известные функции, зависящие от скорости потока, μ_0 – молярная масса газа.

Следует отметить, что в пренебрежении вязкими эффектами (а погрешность расчета вязких

слагаемых по скорости частиц-трассеров весьма велика из-за вторых производных)

уравнение (1) становится линейным относительно T : температура выражается через первые

производные скорости. Решение описанных выше обратных задач было реализовано, но пока

не получено разрешение на публикацию результатов. Записав уравнение состояния

совершенного газа, в случае невязкого течения, имеем:

$$T = - \frac{(2\gamma-3) \left(u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + v^2 \frac{\partial v}{\partial y} + w^2 \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 3(2\gamma-1) \left[uv \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + uw \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) + vw \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]}{\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)} \frac{\mu}{3\gamma R}.$$

Диагностика двухфазного потока на скоростную неравновесность. Одним из наиболее часто употребляемых критериев скоростной неравновесности дисперсного потока является число Стокса, характеризующее весь поток в целом. В работах [11, 12] приведены обзоры критериев скоростной неравновесности двухфазного потока, предложенных для оценок целесообразности применения методов измерения скорости потока, основанных на движении в нем частиц. Тем не менее, даже при малых значениях чисел Стокса, равных отношению времени релаксации частиц в потоке к характерному времени обтекания, а также других критериев скоростной неравновесности в пространстве могут иметь место области, в которых скорость дисперсной фазы существенно отличается от скорости несущей среды. Цель данного раздела настоящей работы – найти параметр, с помощью которого можно найти такие области. Будем считать, что движение частицы в несущем потоке описывается известным уравнением Бассе-Буссинеска-Озеена:

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \pi a_p^2 \rho |V - V_p| \cdot (V - V_p) + \frac{4}{3} \pi a_p^3 \rho \frac{dV}{dt} + \\ + \frac{2}{3} \pi a_p^3 \rho \frac{d(V - V_p)}{dt} + 6a_p^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_{-\infty}^t \frac{1}{\sqrt{t - \tau}} \frac{d(V - V_p)}{d\tau} d\tau + \Sigma F$$

Здесь m_p – масса частицы, a_p – ее радиус, ρ – плотность несущего частицу потока, μ – динамическая вязкость несущей среды, V – скорость потока, V_p – скорость частицы, t – время, C_D – коэффициент сопротивления частицы, зависящий от режима ее обтекания. Первый член в правой части уравнения соответствует силе аэродинамического сопротивления, второй – силе Архимеда, третий – силе, обусловленной наличием «присоединенной» массы, четвертый – «наследственной» силе Бассе, ΣF – силы, приложенные со стороны внешнего потенциального поля.

Для движения частиц в газе это уравнение упрощается, поскольку плотность газа на три порядка меньше плотности частиц и, соответственно, второе третье и четвертое слагаемые в данном уравнении много меньше первого слагаемого силы аэродинамического сопротивления. Последним слагаемым – другими силами пренебрегаем в силу их малости или отсутствия в большинстве практических задач. Таким образом, описанное выше уравнение будет иметь следующий вид:

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \pi a_p^2 \rho |V - V_p| \cdot (V - V_p)$$

Учитывая, что $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (V_p \cdot \nabla)$ и выразив массу шаровой частицы через её плотность ρ_p и радиус a_p , перепишем уравнение движения частицы в следующем виде:

$$\frac{dV_p}{dt} = \frac{\partial V_p}{\partial t} + (V_p \cdot \nabla) V_p = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} |V - V_p| \cdot (V - V_p).$$

Обозначим $V - V_p = V^*$; Тогда $\frac{dV_p}{dt} = ((V - V^*) \cdot \nabla)(V - V^*) = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} |V^*| V^*$.

Обозначим составляющие скорости $V^* V_i^* = \alpha_i V_i$; здесь $i = \overline{1, 3}$. $|V^*| = \sqrt{\sum_{i=1}^3 [V_i(1 - \alpha_i)]^2}$,

имея экспериментальные данные о скорости дисперсной фазы двухфазного потока, получим систему следующих уравнений:

$$\frac{\partial V_p^i}{\partial t} + u_p \frac{\partial V_p^i}{\partial x} + v_p \frac{\partial V_p^i}{\partial y} + w_p \frac{\partial V_p^i}{\partial z} = \frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p a_p^2} \frac{C_D}{C_D^{\text{Stk}}} (V_i - V_p^i) = \frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p a_p^2} \frac{C_D}{C_D^{\text{Stk}}} \alpha_i V_i = \frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p a_p^2} \xi \frac{\alpha_i}{1 - \alpha_i} V_p^i$$

или

$$A_i = \frac{\frac{\partial V_p^i}{\partial t} + u_p \frac{\partial V_p^i}{\partial x} + v_p \frac{\partial V_p^i}{\partial y} + w_p \frac{\partial V_p^i}{\partial z}}{\frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p a_p^2} V_p^i} = A_i \left(u_p, v_p, w_p, \frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p a_p^2} \right) = \xi(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z, \rho) \frac{\alpha_i}{1 - \alpha_i}.$$

Выражая через один из коэффициентов скоростной неравновесности α_i два других, получаем для каждого из трех коэффициентов нелинейное алгебраическое уравнение, которое, решается при известном распределении плотности потока или в частном случае

$$\text{несжимаемой жидкости: } A_i = \xi(\alpha_i, \rho) \frac{\alpha_i}{1 - \alpha_i}; \quad \alpha_j = \frac{A_j}{A_j + A_i \frac{1 - \alpha_i}{\alpha_i}}.$$

В частном случае, при стоксовом обтекании частицы, получим следующее выражение для коэффициентов α_i : $\alpha_i = \frac{A_i}{1 + A_i}$.

Значение плотности может быть выражено из уравнений механики жидкости и газа через скорость газа, которая выражается, используя коэффициенты скоростной неравновесности через скорость частиц.

Для скоростной неравновесности потребуем $\alpha = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \alpha_i^2} \ll 1$. Будем считать α критерием скоростной неравновесности двухфазного потока. Таким образом, получен новый критерий, характеризующий геометрические места пространства со скоростной неравновесностью дисперсного потока.

Таким образом, имея поле скорости, плотности и температуры несущей фазы двухфазного потока, можно определить геометрические места потока, в которых определена степень неравновесности последнего.

Используя полученный критерий, можно показать области пространства принадлежащие потоку, обтекающему твердое тело, в которых панорамные методы исследования потоков, основанные на слежении за введенными в него частицами (PIV, PTV, PSV, SIV) дают заданные различия скоростей фаз. Используя информацию о таких областях можно провести поправки к экспериментальному исследованию, тем самым повысить его качество.

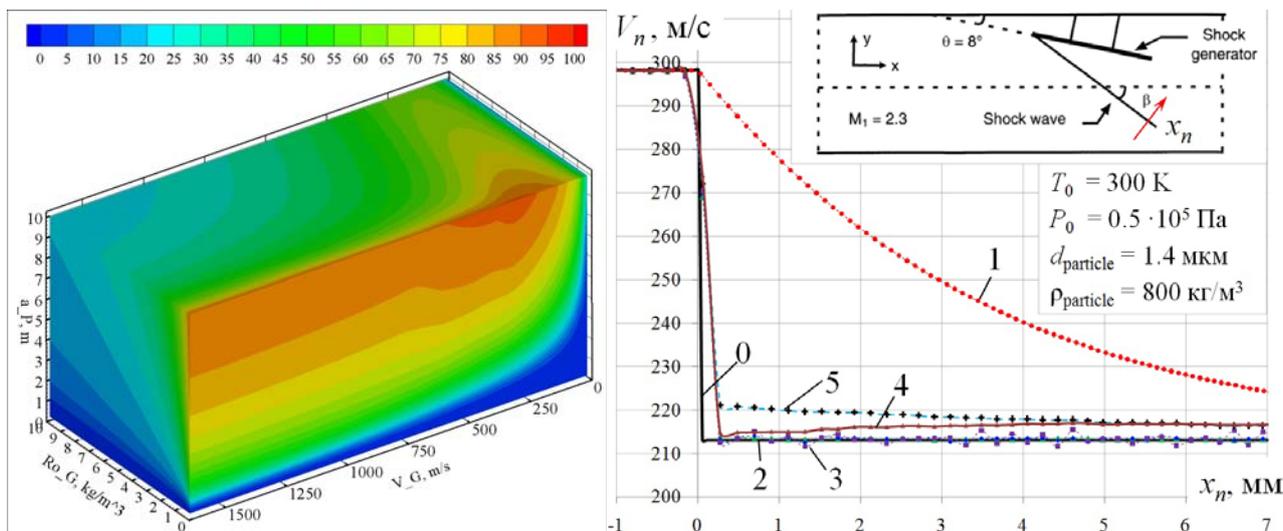


Рис. 1: Слева: скоростная неравномерность двухфазного потока в пространстве основных его характеристик: скорость, плотность и радиус частицы. Справа: Восстановление поля скорости несущего газа по полю скорости, 0 – поле скорости несущего газа: точное значение, 1 – поле скорости частиц в «эксперименте», 2 – поле скорости газа, полученное при обработке «экспериментальных» данных без погрешностей, 3 – тоже при использовании формулы Стокса для силы сопротивления, 4 – обработка экспериментальных данных при погрешности определения скорости частицы 0.5 м/с, 5 – при ошибке определения размера частицы 7%.

Расчет полей скорости и других характеристик несущей фазы потока по анализу полей скорости «тяжелых» частиц. Восстановление полей скорости несущего газа по анализу полей скорости частиц рассматривалось ранее в работах [9, 10], основным отличием от которых в настоящей работе является расчет других характеристик несущей фазы двухфазного потока при расчете ее скорости. Последнее обстоятельство значительно уточняет метод расчета скорости несущей фазы двухфазного потока по полю скорости движения в нем частиц и капель (дисперсной фазы). Рассмотрим одномерное течение вязкого совершенного газа, в котором, зная поле скорости взвешенных в нем частиц нужно определить поле скорости и другие характеристики газа. При решении обратной задачи предполагается следующее:

1. Известно поле скорости частиц-трассеров;
2. Известно, что частицы имеют шаровую форму с известным радиусом, который остается постоянным;
3. Поток стационарный;
4. Для несущего газа тензор вязких напряжений прямо пропорционален тензору скоростей деформаций, при этом вязкость несущей среды зависит только от температуры и определяется формулой Сазерленда, газ считается совершенным. Вдали от обтекаемого тела поток равновесен по скорости фаз, известны давление и температура.
5. Движение частицы подчинено известному уравнению Бассе-Буссинеска-Озеена;
6. Коэффициент сопротивления частицы описывается известными физико-математическими моделями [2, 13, 14]. При выборе модели коэффициента сопротивления частицы были проведены сравнения расчета распределения скорости частиц в пространстве с экспериментальными данными [2].
7. Обратным влиянием частиц на поток пренебрегается в силу малости их массовой и объемной концентраций;

Для перехода от поля скорости частиц к полю скорости несущего газа рассмотрим две соседние ячейки с номерами i и $i-1$, в которых известны скорости частиц $V_p[i]$ и $V_p[i-1]$ соответственно. Предполагая, что в невозмущенном потоке скорость частиц равна скорости несущего газа, будем считать, что в первых нескольких ячейках скорости газа известны и равны соответствующим значениям скорости частиц в этих ячейках.

Поскольку расстояние между ячейками $\Delta x = x[i] - x[i-1] \ll L$ – характерного размера расчетной области будем считать, что скорость несущего газа постоянна по мере движения частицы от $x[i-1]$ до $x[i]$.

Обработывая поле скорости частиц слева направо, т.е. в направлении их движения, поскольку скорость газа в предыдущей (с номером $i - 1$) известна, подберем скорость несущей фазы V в ячейке i таким образом, при интегрировании уравнения движения частицы V_p^F от точки с координатой $x[i-1]$ до точки с координатой $x[i]$ скорость частицы V_p^F (F – Float) в малой окрестности точки с координатой $x[i]$ принадлежала интервалу $(V_p[i]-\varepsilon_{Vp}, V_p[i]+\varepsilon_{Vp})$. Здесь $\varepsilon_{Vp} \ll V_p[i]$ – требуемая точность. При этом предполагается, что скорость несущей фазы потока на интервале $\{x[i-1], x[i]\}$ постоянна в силу малости ячейки $\Delta x \ll L$ – характерного линейного размера.

$$V_p^F(t=0) = V_p[i]; \quad x_p^*(t=0) = x[i]; \quad \frac{dV_p^F}{dt} = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho}{\rho_p} \frac{1}{a_p} |V[i]-V_p^F| (V[i]-V_p^F);$$

Будем подбирать скорость газа $V[i]$ до тех пор пока скорость частицы V_p^F в момент прохождения координаты $x[i]$ не будет принадлежать интервалу $(V_p[i]-\varepsilon_{Vp}, V_p[i]+\varepsilon_{Vp})$. Шаг по времени τ подбирается исходя из условия $\tau \ll 2\Delta x/(V_p[i] + V_p[i-1])$.

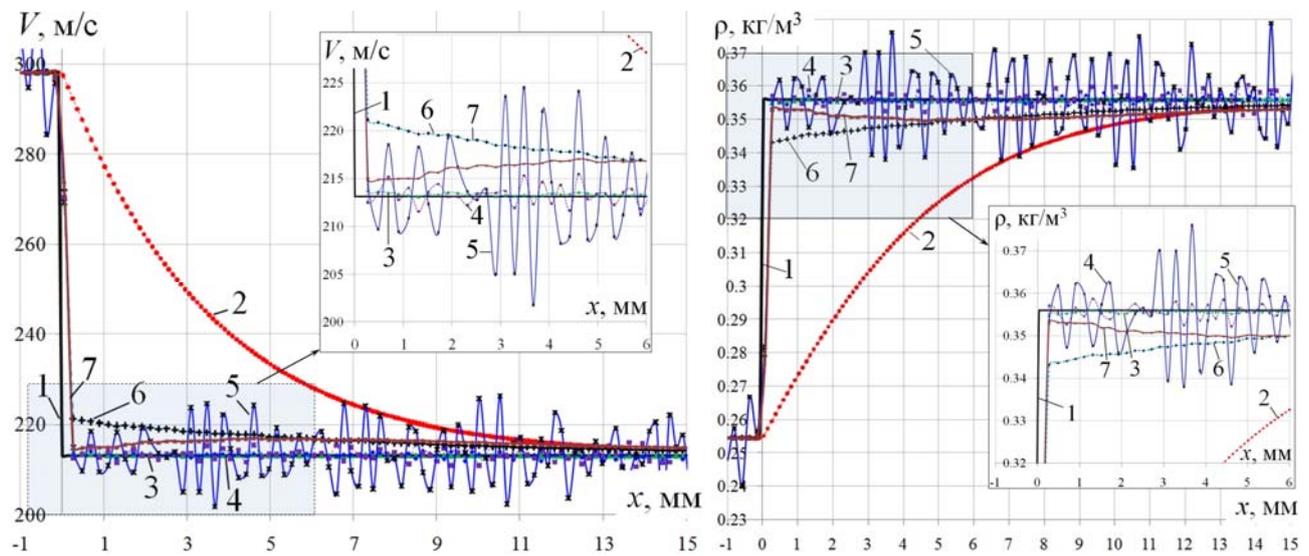


Рис. 2: Восстановление поля скорости (слева) и плотности (справа) несущего частицы газа по полю скорости, полученному по изображениям движущихся в газе частиц: 1 – поле скорости несущего газа: точное значение, 2 – поле скорости частиц в «эксперименте», 3 – поле скорости газа, полученное при обработке «экспериментальных» данных без погрешностей, 4 – обработка экспериментальных данных при погрешности определения скорости частицы 0.5 м/с, 5 – то же при погрешности определения скорости частицы 1 м/с, 6 – то же при ошибке определения размера частицы 7%, 7 – то же при погрешности модели коэффициента сопротивления.

Следует отметить, что помимо скорости несущего газа в уравнение движения частицы входят его плотность, и вязкость, зависящая, главным образом, от температуры газа. Строго говоря, изменение давления также влияет на параметры движения частицы, но это влияние очень слабое. Расчет значений плотности, температуры и давления несущего газа по скорости движения в нем частиц требует решения системы уравнений сохранения массы, энергии и уравнения состояния несущего газа, который, как было отмечено выше, в настоящей работе принимается совершенным. В предположении о стационарности и одномерности потока, давление и плотность найдем из следующих выражений – законов сохранения массы и энергии:

$$\rho u = \rho_0 u_0 = \text{Const}_m; \quad u \left(\frac{\rho u^2}{2} + \frac{P\gamma}{\gamma-1} \right) - u \mu_m(T) \frac{du}{dx} = u_0 \left(\frac{\rho_0 u_0^2}{2} + \frac{P_0 \gamma}{\gamma-1} \right) = \text{Const}_E.$$

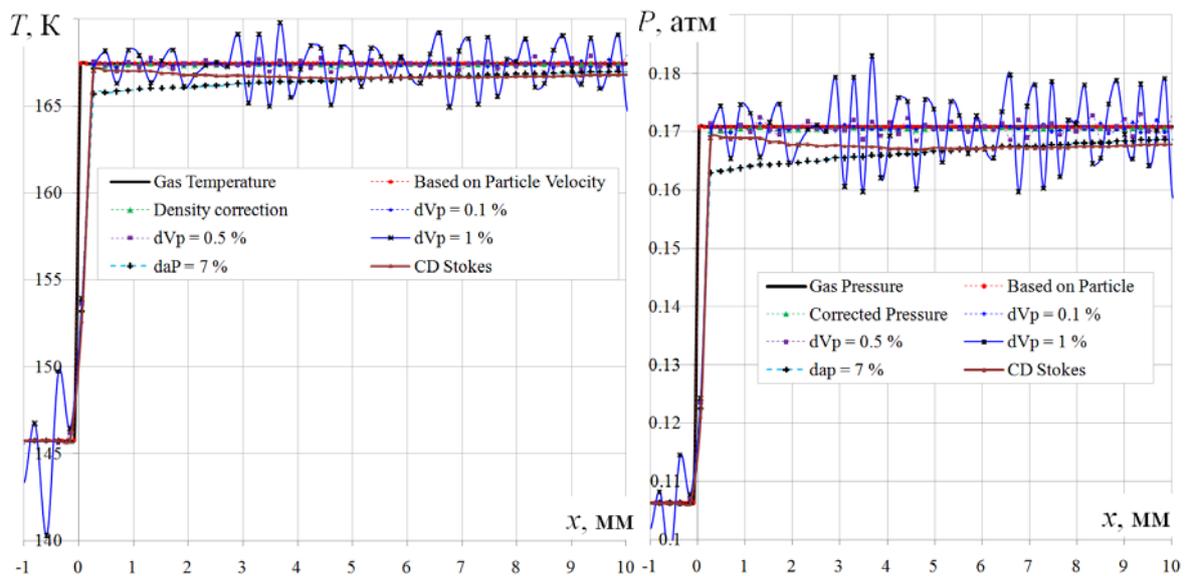


Рис. 3: Расчет полей температуры (слева) и давления (справа) газа по скорости движущихся в нем частиц

Температуру находим из уравнения состояния идеального газа. При этом предполагается, что вязкость воздуха зависит только от температуры и может быть описана известной формулой Сазерленда. Таким образом, в рамках принятых в настоящем разделе предположений решение единственно. Следует отметить, что коэффициент вязкости, как показывают эксперименты, вообще говоря, зависит и от давления, однако в большинстве практических расчетов этой зависимостью пренебрегают (см., напр. [15]).

Значение скорости газа в i -й ячейке (другие параметры – давление, плотность и температура рассчитываются исходя из скорости газа) подбирается таким образом, чтобы скорость частицы, рассчитанная по новым параметрам потока, совпала с экспериментально измеренной скоростью дисперсной фазы. В этой ячейке частица движется между точками с $i-1$ -й и i -й координатой. На рис. 1. (справа) и рис. 2 (слева) показан пример восстановления поля скорости газа по «экспериментальному» полю скорости движения в нем частицы (кривая 2), полученному в результате решения прямой задачи: расчете координат и скорости частиц при их движении в газе. Достоверность решения прямой задачи подтверждается сравнением с экспериментальными данными [2] и интегрированием уравнений при разных шагах по времени. Из рисунка видно влияние погрешности определения скорости, радиуса частицы и модели движения частицы в несущем ее потоке на устойчивость решения обратной задачи. Все параметры сверхзвукового аэрозольного были выбраны и соответствовали эксперименту [2], суть которого также изображена на рис. 1 справа. Из рис. 1. и рис. 2 видно, что при отсутствии погрешностей «экспериментальных» данных 2 решение обратной задачи – поле скорости газа 3 практически ложится на теоретически рассчитанное поле скорости – «ступеньку» на скачке уплотнения 1. На рис. 2 слева показан тот же расчет поля скорости по полю скорости движения в нем частиц, но на график нанесены кривые, соответствующие погрешности определения скорости частицы 1%. Из рисунка

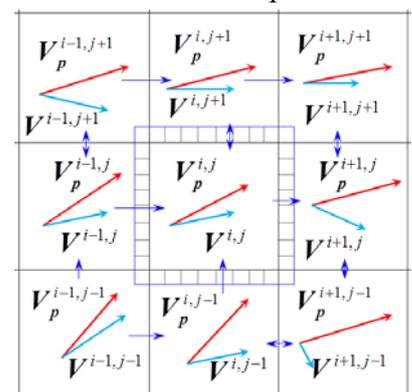


Рис. 4: Схема решения двумерной обратной задачи восстановления параметров потока по полю скорости частиц

видно, что на точность и устойчивость решения обратной задачи больше всего влияет погрешность определения поля скорости частиц. При погрешности определения скорости частиц более 1% решение существенно колеблется вокруг среднего значения. Тем не менее, как показывают расчеты (рис. 1 справа, рис. 2, слева) ошибка расчета параметров несущей фазы аэрозольного потока по полю скорости движения в нем частиц растет незначительно при обработке поля скорости дисперсной фазы. На рис. 2 справа показан пример расчета

распределения плотности газа в пространстве вблизи скачка уплотнения. На рис. 3 показаны примеры расчета распределения в пространстве давления и температуры газа без погрешностей и при погрешностях соответствующих (размер частицы, модель коэффициента сопротивления, скорость частицы) исходных данных. Расчеты выполнены также для эксперимента [2].

При восстановлении поля скорости газа и других параметров по полю скорости частиц в двумерной и трехмерной постановках для решения обратной задачи следует обрабатывать каждую ячейку поля скорости более детально (см. рис. 4).

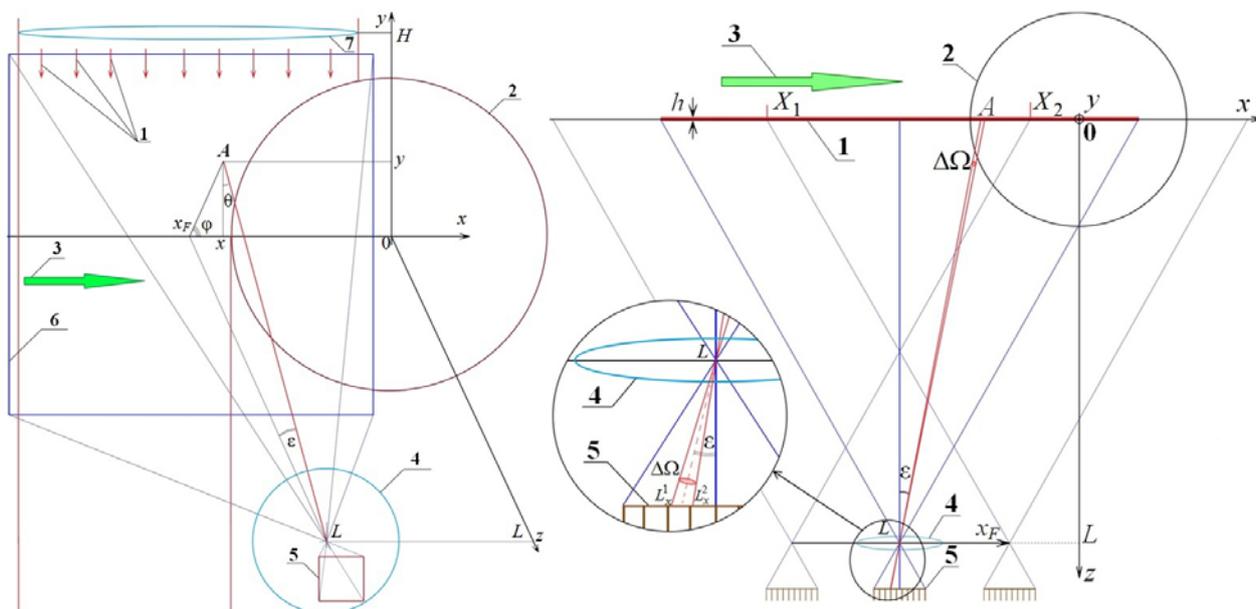


Рис. 5: Схема зондирования лазерной плоскостью обтекания тела двухфазным потоком: 1 – направление зондирующего излучения в лазерной плоскости, 2 – обтекаемое тело, 3 – направление дисперсного потока, 4 – объектив фотоприемника, 5 – светочувствительная матрица, 6 – фотографируемая область, оптическая схема построителя лазерной плоскости

НЕФЕЛОМЕТРИЯ МОНОДИСПЕРСНОГО ПОТОКА

Настоящий раздел посвящен развитию исследования [3], проведенного для слабо запыленной среды в пренебрежении потерями зондирующего излучения на оптической трассе, а также, развитием исследований [6 – 8]. Рассмотрим зондирование лазерной плоскостью осесимметричное обтекания затупленного тела монодисперсным аэрозольным потоком (рис. 5) с пространственным распределением в единице объема (в дальнейшем, концентрации) $n(x, y, z)$ шаровых частиц из известного материала и радиуса a_p : пример геометрических и физических параметров указаны в [6]. Плоскость объектива фотоприемника параллельна лазерной плоскости, которая проходит через ось симметрии аэрозольного потока x и принадлежит плоскости $z = 0$. Каждая частица обладает своим коэффициентом рассеивания Q_{Sca} , коэффициентом поглощения Q_a и коэффициентом ослабления (экстинкции) $Q_{\text{Ext}} = Q_{\text{Sca}} + Q_a$ падающего излучения интенсивностью I_0 с длиной волны λ , которые вычисляются с помощью известной теории Ми. В пренебрежении многократным рассеиванием энергии излучения получим формулу, связывающую излучение в каждой ячейке фотоснимка лазерной плоскости, и концентрацию частиц n в зондируемом объеме. В предположении малой оптической толщины получим формулу для определения интенсивности сигнала, попавшего в фотоприемник, в зависимости от апертуры фотоприемника и концентрации частиц, которые рассеивают и поглощают зондирующее излучение. Интенсивность излучения $I_A^i(x, y)$ в каждой точке $A(x, y)$ плоскости $z = 0$ (рис. 5) пропорциональна концентрации частиц $n(x, y)$ в малой окрестности этой точки, толщине «плоскости» h , а также коэффициента рассеяния излучения $\pi a_p^2 Q_{\text{Sca}}(a_p)$. Здесь индекс i означает incident (падающий).

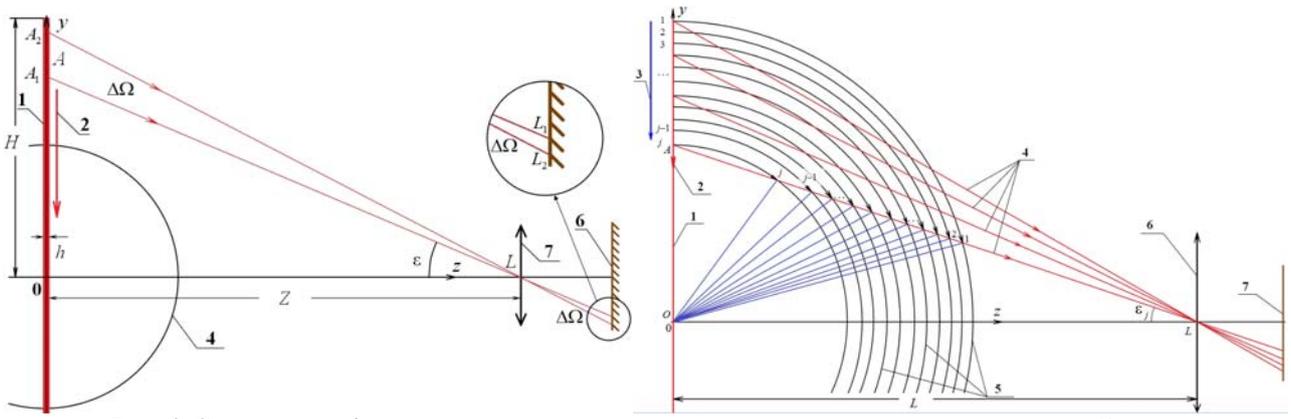


Рис. 6: Слева: схема фотосъемки лазерной плоскости при оптическом зондировании обтекания тела аэрозольным потоком (ось x потока перпендикулярна плоскости фигуры). Справа: схема использования информации при интегрировании вдоль пути распространения излучения. Ось x потока перпендикулярна плоскости рисунка. 1 – плоскость лазерной плоскости, 2 – направление падающего излучения, 3 – направление сканирования при обработке изображения, 4 – направление излучения, попадающего в фотоприемник, 5 – линии равных значений концентрации дисперсной фазы, 6 – линза фотоприемника, 7 – светочувствительная матрица: изображение объекта

При этом следует учитывать ослабление излучения вдоль оси y , т.к. проходя к данной точке, электромагнитная волна затухает по известному экспоненциальному закону (Бугера-Ламберта-Бэра) в результате рассеяния и поглощения лучистой энергии дисперсной средой (молекулярные рассеяние и поглощение ничтожно малы: их не имеет смысла учитывать).

$$\frac{I_A^i(x, y)}{I_0} = \pi a_p^2 Q_{\text{Sca}}(a_p) \frac{n(x, y)}{n_0} h \exp \left[- \int_y^H Q_{\text{Ext}}(a_p) \pi a_p^2 n(\xi, y', z=0) dy' \right].$$

Здесь h – толщина лазерной плоскости. Каждая ее точка взаимно-однозначно отображается на матрице фотоприемника. Посмотрим, что попадет в фотоприемник. Из каждой светящейся (в результате рассеяния) точки плоскости часть излучения попадает на точку $S(x_M, y_M)$ матрицы фотоприемника. Поэтому сигнал в каждой точке $S(x_M, y_M)$ матрицы есть ослабленный на своем пути сигнал, умноженный на косинус угла ε между нормалью к поверхности матрицы и направлением пришедшего на неё сигнала (см. рис. 5). В силу выше изложенного, выражение для интенсивности сигнала в произвольной точке $S(x_M, y_M)$ матрицы фотоприемника будет следующим:

$$\frac{I(x_M(x), y_M(y))}{I_0} = I_A^i(x, y) \cdot \cos \varepsilon \cdot \exp \left[- \int_0^{AS} Q_{\text{Ext}}(a_p) \pi a_p^2 n(s) ds \right] + \Phi,$$

где s – путь, пройденный светом от точки, принадлежащей лазерной плоскости $A(x, y)$, до точки $S(x_M(x), y_M(y))$, принадлежащей плоскости снимка фотоприемника: светочувствительной матрице. Малая площадка A_1A_2 и отрезок AL образуют телесный угол Ω , внутри которого происходит ослабление лучистой энергии (рис. 6, слева), попавшей в фотоприемник из элемента A_1A_2 лазерной плоскости. Решая уравнение переноса излучения, получим выражение для связи интенсивности зарегистрированного фотоприемником оптического сигнала с интенсивностью рассеянного частицами зондирующего излучения в плоскости ножа I_A (при этом устремим $A_1A_2 \rightarrow 0$. При этом $x_M / x = d / D$ и $y_M / y = h / H$ (см. рис. 5). Весь путь от точки A до точки S определяется выражением $AS = \sqrt{x^2 + y^2 + Z^2}$, где Z – расстояние между лазерной плоскостью и матрицей фотоприемника. При записи формул предполагалось, что индикатриса рассеяния (диаграмма направленности рассеянного излучения) несущественно меняется при рассеянии под малыми углами в силу малости дифракционного параметра $2\pi a_p / \lambda$.

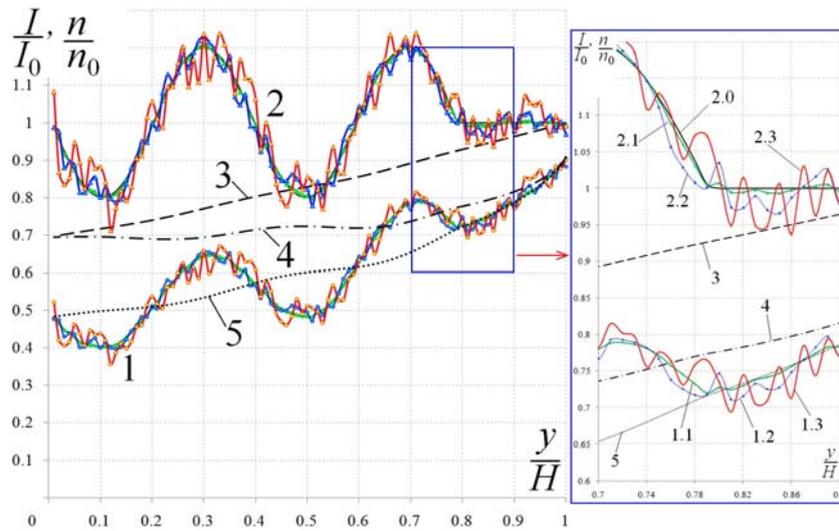


Рис. 7: Исследование точности и устойчивости решения обратной задачи при $x = \text{const}$: 1 – распределение яркости изображения на фотоснимке лазерной плоскости, 2 – распределение счетной (числовой) концентрации дисперсной фазы в пространстве, 3 – ослабление зондирующего излучения по мере его проникновения в облако частиц, 4 – ослабление рассеянного частицами излучения на пути от лазерной плоскости до фотоприемника, 5 – суммарное ослабление излучения: в лазерной плоскости и на пути от нее до фотоприемника

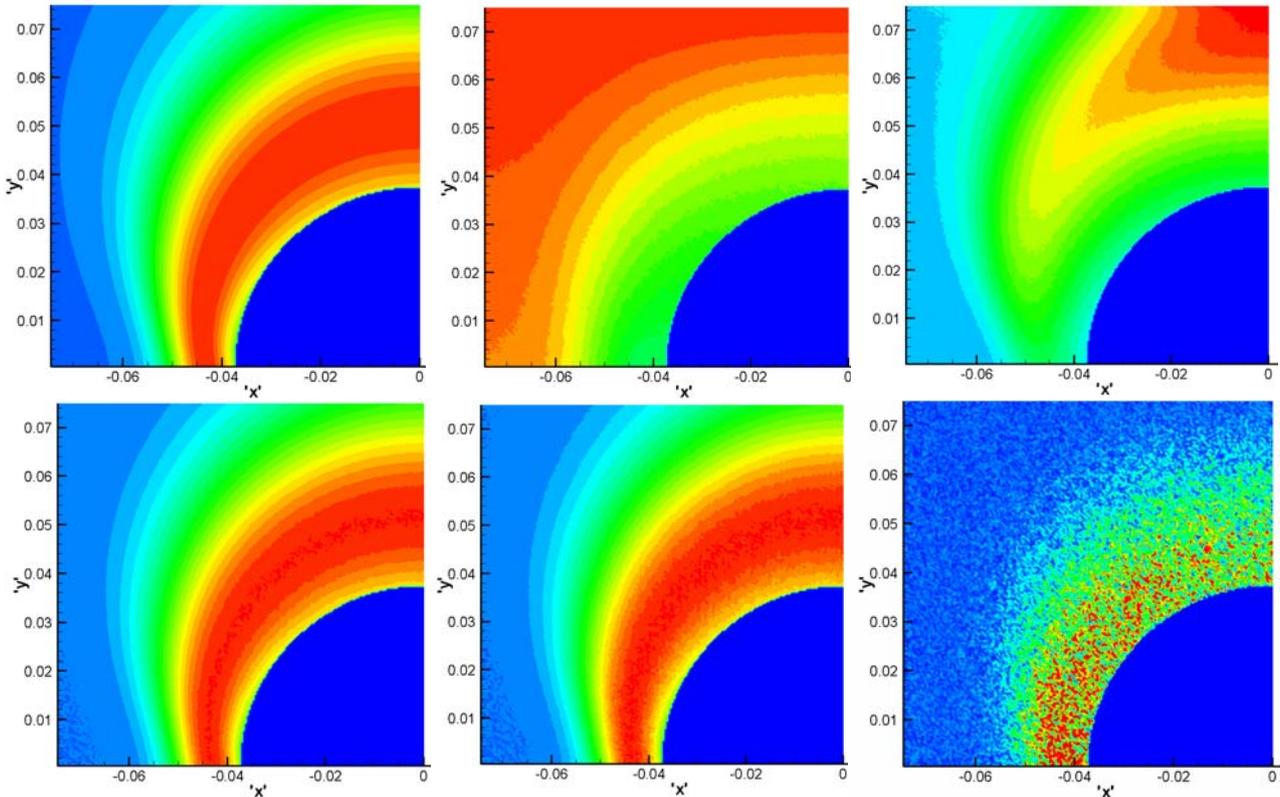


Рис. 8. 1 – концентрация частиц – точное значение, 2 – Интенсивность в лазерной плоскости, 3 – Интенсивность излучения на фотоснимке, 4, 5 – концентрация частиц – решение обратной задачи при различных ошибках параметров «экспериментальных» данных, 6 – ошибка восстановления счетной относительной концентрации частиц по интенсивности рассеянного и ослабленного излучения в лазерной плоскости

Концентрация дисперсной фазы при интегрировании вдоль пути s определяется следующим выражением $n(s) = n(\xi(s), \eta(s), \zeta(s))$. Входящие сюда величины находятся из геометрии рис. 5: $\xi(s) = s \sin \epsilon \cos \varphi$, $\eta(s) = s \sin \epsilon \sin \varphi$, $\zeta(s) = s \cos \epsilon$. Из геометрии рис. 5. также находятся входящие в них углы: $\text{tg} \epsilon = \sqrt{x^2 + y^2} / Z$, $\text{tg} \psi = y / x$. Величина $\Phi \approx 0$ в формуле 5 есть фон создаваемый другими источниками излучения: в частности, светящейся лазерной плоскостью. В практических расчетах им можно пренебречь. Концентрация

дисперсной фазы при интегрировании вдоль пути s' определяется следующим выражением $n(s') = n(\xi(s'), \eta(s'), \zeta(s'))$. Входящие сюда величины находятся из геометрии рис. 5: $\xi(s') = s' \sin \varepsilon \cos \varphi$, $\eta(s') = s' \sin \varepsilon \sin \varphi$, $\zeta(s') = s' \cos \varepsilon$, а расстояния от точек лазерной плоскости (x', y') до фотоприемка определяется следующим выражением: $A'S = \sqrt{(x'-x_M)^2 + (y'-y_M)^2 + L^2}$. Угол $\varepsilon_\Phi(x', y', x_M, y_M)$ находится из выражения: $\operatorname{tg} \varepsilon_\Phi(x', y', x_M, y_M) = \sqrt{(x'-x_M)^2 + (y'-y_M)^2} / Z$. Устремим к бесконечности расстояние от лазерной плоскости до фотоприемника Z . Тогда $\operatorname{tg} \varepsilon \approx \varepsilon \approx 0$, $\operatorname{tg} \varepsilon_\Phi \approx \varepsilon_\Phi \approx 0$ и $AS \approx A'S \approx L$, $s \approx s' \approx z$. В этом случае выражение для яркости изображения на фотоснимке лазерной плоскости примет следующий вид:

$$\frac{I(x_M(x), y_M(y))}{I_0} = I_A^i(x, y) \cdot \exp \left[- \int_0^L Q_{\text{Ext}}(a_p) \pi a_p^2 n(x', y', z) dz \right] + \Phi.$$

ПОСТРОЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛОСКОСТИ

Использование лазерной плоскости прямых параллельных лучей (а не расходящегося «веера») существенно упрощает калибровку и обработку изображений рассеянного дисперсной фазой излучения (в лазерной плоскости), а также позволяет учесть ряд физических эффектов при решении обратной задачи перехода от яркости излучения на фотоснимке лазерной плоскости к концентрации частиц, тем самым повышая качество и информативность экспериментальных исследований.

Параллельный поток лучей в лазерной плоскости использовался ранее в работе [16] с помощью оптической системы, состоящей из 4-х линз. В настоящей работе предлагается создавать лазерную плоскость с помощью двух линз и диафрагмы. Собирающая линза, напоминающая по форме шаровой сегмент имеет форму при которой лазерный «веер», образуемый в результате прохождения лазерного пучка через цилиндрическую линзу спрямляется в поток параллельных лучей – лазерную плоскость постоянных ширины и толщины, ее длина уходит в бесконечность. На рис. 9 приведен эскиз описанной выше системы линз с диафрагмой. Для создания лазерной плоскости постоянной толщины прямых параллельных лучей предлагается сделать линзу, форма которой напоминает шаровой сегмент, но имеет переменный радиус кривизны.

Устройство для построения лазерной плоскости 7 постоянной толщины и ширины состоит из 1 – цилиндрической линзы (постоянного радиуса кривизны r), 2 – линзы в форме квазишарового сегмента («толстая» линза с переменным радиусом кривизны), 3 – диафрагмы, 4 – щели. Пучок лазерного излучения 5 пройдя сквозь описанную выше оптическую систему преобразуется в плоскопараллельный поток лучей 6 (имеющий эллипсообразную форму в своем сечении), который после обрезания диафрагмой преобразуется в тонкую лазерную плоскость постоянных толщины и ширины. Запишем известный закон Снеллиуса для преломления лучей света, прошедших сквозь линзы (см. рис. 9):

$$\frac{\sin \alpha}{\sin(\alpha - \beta)} = n_\lambda; \quad \frac{\sin(\beta + \gamma)}{\sin \gamma} = m_\lambda.$$

Здесь n_λ и m_λ – показатели преломления материалов, из которых сделаны первая и вторая линзы соответственно. Максимальные значения углов α и β определяются диаметром входного лазерного луча d : и радиусом кривизны r первой (цилиндрической) линзы:

$$\alpha_{\max} = \arcsin \frac{n_\lambda d}{2r}; \quad \beta_{\max} = \arcsin \frac{n_\lambda d}{2r} - \arcsin \frac{d}{2r}.$$

Пройдя сквозь цилиндрическую вогнутую линзу 1 (см. рис. 9) пучок лазерного излучения преобразуют в расходящуюся световую плоскость. Эту расходящуюся плоскость (веер) преобразуют в лазерную плоскость параллельных лучей после его прохождения через линзу в форме квазишарового сегмента 2 переменного радиуса кривизны.

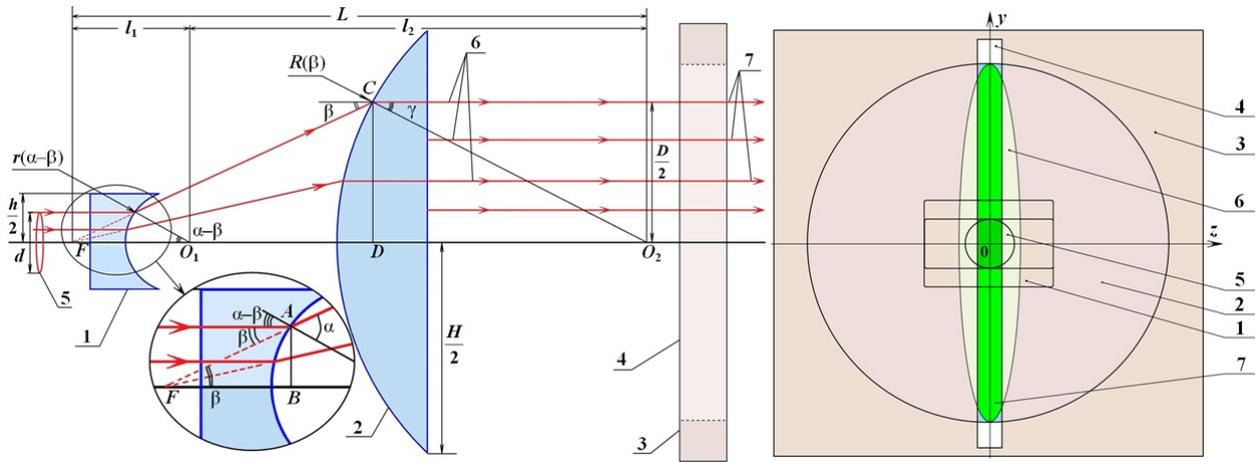


Рис. 9: схема построения лазерной плоскости прямых лучей: 1 – цилиндрическая линза, 2 – собирающая линза, симметричная относительно главной оптической оси, 3 – диафрагма, 4 – щель, 5 – пучок излучения, 6 – пучок прямых лучей, 7 – лазерная плоскость прямых параллельных лучей

$$R(\gamma_{\max}) \sin \gamma_{\max} = \frac{D}{2}.$$

Поскольку $O_2D + FD - O_1F = O_2D + FD - [O_1B + FB] = O_1O_2 = L$ имеем:

$$R(\gamma) \cos \gamma + \frac{R(\gamma) \sin \gamma}{\tan \beta} - \left[r \cos(\alpha - \beta) + \frac{r \sin(\alpha - \beta)}{\tan \beta} \right] = L.$$

Здесь углы α и β зависят от угла γ :

$$\beta(\gamma) = \arcsin(m_\lambda \sin \gamma) - \gamma; \quad \alpha(\gamma) = \arctan \left(\frac{\sin \beta(\gamma)}{\cos \beta(\gamma) - n_\lambda} \right).$$

Величину L находим исходя из диаметра входного пучка d и ширины лазерной

плоскости D :
$$R(\gamma_{\max}) = \frac{D}{2 \sin \gamma_{\max}} = \frac{D \sqrt{1 + m_\lambda^2 - 2m_\lambda \cos \beta_{\max}}}{2 \sin \beta_{\max}}.$$

$$\tan \gamma_{\max} = \frac{\sin \beta_{\max}}{m_\lambda - \cos \beta_{\max}}; \quad \sin \gamma_{\max} = \frac{\sin \beta_{\max}}{\sqrt{1 + m_\lambda^2 - 2m_\lambda \cos \beta_{\max}}}; \quad \cos \gamma_{\max} = \frac{m_\lambda - \cos \beta_{\max}}{\sqrt{1 + m_\lambda^2 - 2m_\lambda \cos \beta_{\max}}};$$

$$L = R(\gamma_{\max}) \left(\cos \gamma_{\max} + \frac{\sin \gamma_{\max}}{\tan \beta_{\max}} \right) - r \left[\cos(\alpha_{\max} - \beta_{\max}) + \frac{\sin(\alpha_{\max} - \beta_{\max})}{\tan \beta_{\max}} \right].$$

Или
$$L = \frac{m_\lambda \sqrt{1 + m_\lambda^2 - 2m_\lambda \cos \beta_{\max}}}{2 \sin \beta_{\max}} D - \left[\cos(\alpha_{\max} - \beta_{\max}) + \frac{\sin(\alpha_{\max} - \beta_{\max})}{\tan \beta_{\max}} \right] r.$$
 Таким

образом, L – зависит только от показателей преломления линз n_λ и m_λ . На рис. 10. слева показана зависимость значений длины L от показателей преломления оптических стекол, из которых изготовлены линзы. А радиус кривизны выражается следующей формулой:

$$R(\gamma) = \frac{L + r \left[\cos(\alpha(\gamma) - \beta(\gamma)) + \frac{\sin(\alpha(\gamma) - \beta(\gamma))}{\tan \beta(\gamma)} \right]}{\cos \gamma + \frac{\sin \gamma}{\tan \beta(\gamma)}}$$

Здесь n_λ – показатель преломления материала, из которого изготовлены линзы, R – радиус кривизны линзы; l_2 – расстояние между центрами кривизны линз. На рис. 10 приведена зависимость радиуса кривизны большой линзы в форме квазишарового сегмента $R(\gamma)$ при различных значениях показателя преломления материала, из которого изготовлены линзы: $n_\lambda = 1,1 - 2,0$.

Поток параллельных лучей, полученный при прохождении света через линзу 1, имеет вид эллипса в плоском сечении (рис. 9. 6). Для создания лазерной плоскости не только с постоянной толщиной, но и шириной (рис. 9. 7) этот эллипс нужно «обрезать», пропустив его через диафрагму (рис. 9. 3) с щелью (рис. 9. 4). Меняя ширину щели, можно подобрать оптимальную толщину лазерной плоскости для эффективного оптического зондирования многофазных потоков. Дифракционное уширение получаем из эксперимента: $\tan \Delta\theta \approx \Delta\theta \approx 0.02$, из теории применительно к эксперименту: $\Delta\theta \approx 1.22\lambda/D \approx 0.01342$. Из экспериментов было видно, что на снимках, сделанных под углом струю видно ярче. Это обусловлено формой индикатрисы рассеяния света на аэрозольной частице согласно теории рассеяния Ми.

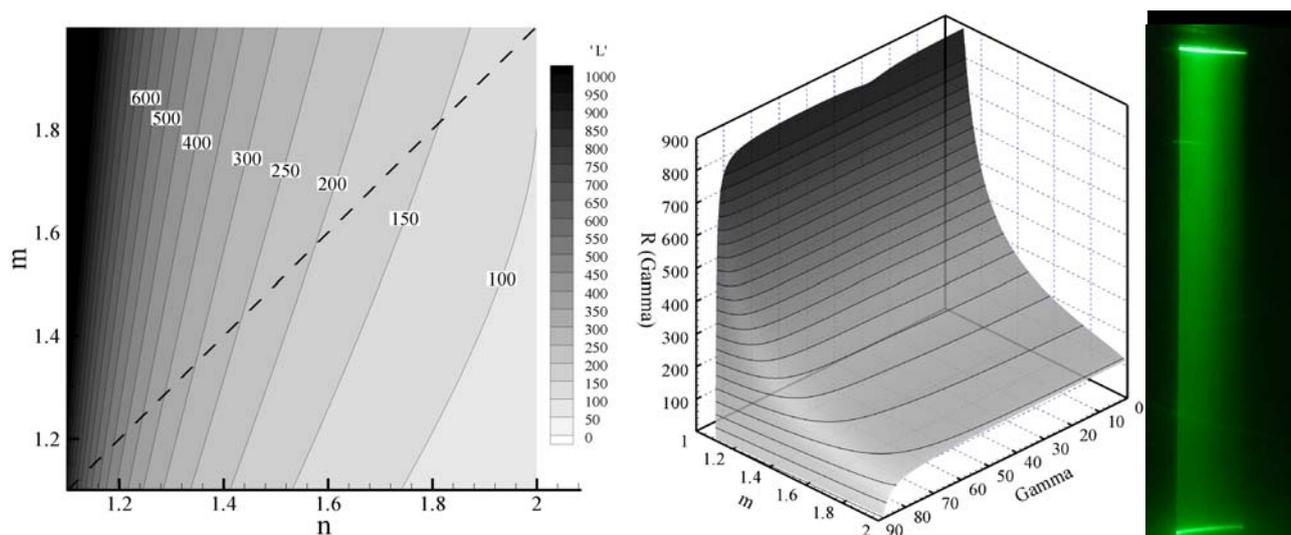


Рис. 10. Слева: Зависимость расстояния между линз от их показателей преломления; В центре: зависимость радиуса кривизны большой собирающей линзы от показателя преломления стекла и угла γ . Справа: ослабление излучения в лазерной плоскости

Предлагаемое устройство может быть использовано при бесконтактном количественном определении пространственного распределения концентрации частиц (массовой и объемной) в аэрозольном потоке без внесения в него возмущений. Может быть применено для оптического зондирования физических процессов, визуализации, качественного и количественного определения физических параметров в оптически неоднородных средах, в том числе в аэродинамических трубах и в биологических тканях.

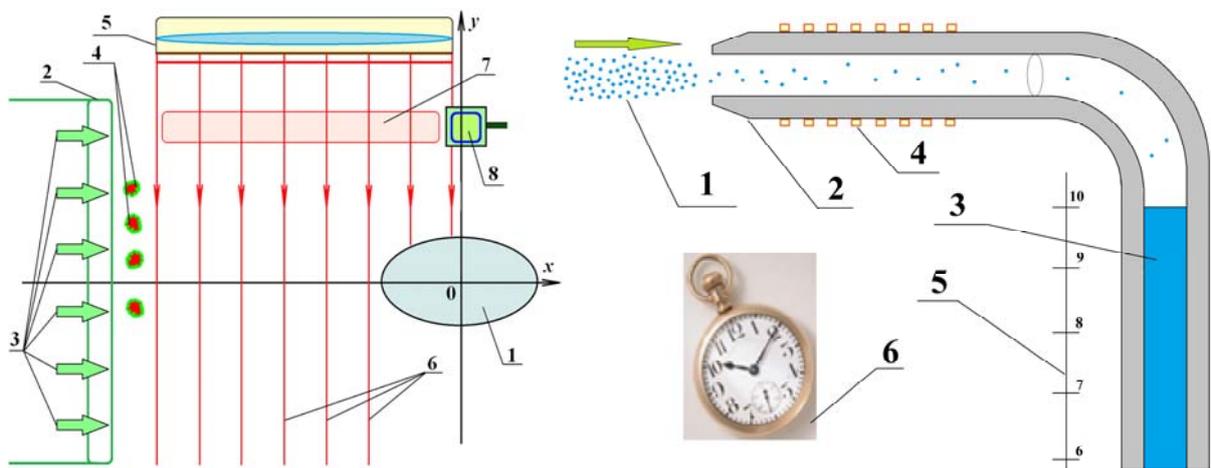


Рис. 11: Слева: Схема количественного (в абсолютных единицах) определения пространственного распределения концентрации частиц в аэрозольном потоке 1 – обтекаемое тело, 2 – сопло, 3 – направление двухфазного потока, 4 – контрольные объемы, в которых измеряется распределение частиц по размерам в аэрозольном потоке, 5 – построитель лазерного листа, 6 – лазерный лист, 7 – Область потока, предназначенная для калибровки измерительного комплекса, 8 – весовой нефелометр с расходомером. Справа: устройство весового нефелометра: 1 – направленный аэрозольный поток, 2 – приемник аэрозольного потока, 3 – емкость для набора воды, 4 – нагревательные элементы, 5 – шкала – измеритель объема жидкости в резервуаре 4, 6 – секундомер

КАЛИБРОВКА ОПТИКО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Для определения параметров диагностируемой среды в абсолютных значениях на рис. 11 приведена схема. Концентрация дисперсной фазы, которая найдена по интенсивности рассеянного излучения (рис. 11. 7) в лазерной плоскости сравнивается с соответствующим значением концентрации, которое получено при помощи альтернативного нефелометра (напр., весового).

НЕФЕЛОМЕТРИЯ ПОЛИДИСПЕРСНОГО ПОТОКА.

В большинстве проводимых экспериментов и на практике двухфазный поток не является монодисперсным [1, 4, и др.]. На рис. 12 приведен пример исследования двухфазного потока вблизи обтекаемого тела на стенде искусственного обледенения ЦАГИ [19], имитирующей условия обледенения летательных аппаратов. Из рисунка видно треки налетающих и отраженных от обтекаемого тела частиц, усиление яркости изображения вблизи обтекаемого тела а также ослабление зондирующего излучения в облаке частиц. На рис. 12 слева видно помимо вышеизложенных процессов, что вблизи обтекаемого тела происходит накопление большого количества частиц. Этот эффект объясняется тем, что частицы имеют несферичную форму (рис. 12 справа) и их отражение может иметь зеркально-диффузный характер, а также тем, что частицы, деформируясь, теряют значительную часть своей кинетической энергии и, многократно отражаясь от поверхности обтекаемого тела, сталкиваются с налетающими частицами. Прделанные экспериментальные исследования показали целесообразность использования и развития предложенной в настоящей работе методики для визуализации и определения характеристик дисперсного потока прежде всего в аэрогидродинамических установках, а также в ряде других приложениях.

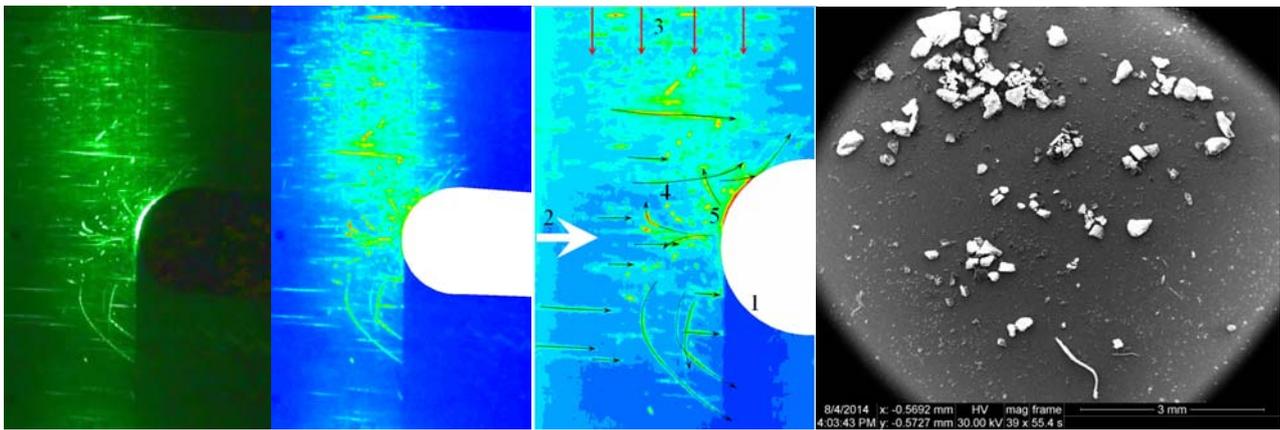


Рис. 12. Линии равных значений интенсивности рассеянного излучения в лазерной плоскости: 1 – направление аэрозольного потока, 2 – обтекаемое тело (профиль крыла), 3 – лазерная плоскость и направление излучения, 4 – треки отраженных частиц, 5 – область повышенной концентрации частиц. Слева – картина обтекания профиля крыла двухфазным полидисперсным потоком: результаты плоскостной оптической нефелометрии. 1 – обтекаемое тело, 2 – аэрозольный поток, 3 – направление излучения в лазерной плоскости, 4 – треки налетающих и отраженных частиц, 5 – зона повышенной концентрации – кумуляция частиц. Справа – фотография частиц в электронном микроскопе ЦАГИ

Полидисперсность двухфазного потока существенно усложняет его экспериментальную диагностику и методы расчета поведения неоднородной неравновесной системы. Рассмотрим зондирование лазерной плоскостью обтекания тела полидисперсным потоком. Выше описан алгоритм решения обратной задачи восстановления концентрации (массовой, объемной и счетной) двухфазного потока по рассеянному им зондирующему излучению в лазерной плоскости для случая монодисперсного потока. При решении соответствующей задачи в более общем случае – если поток полидисперсный, будем считать, что выполнены следующие предположения:

1. Частицы имеют шаровую форму из известного материала, физические свойства частицы известны и не зависят от ее радиуса;
2. Поглощение и рассеяние света частицей описывается известной теорией Ми (рис. 13);
3. Многократным рассеянием лучистой энергии пренебрегаем в силу малости отношения характерного размера к длине свободного пробега излучения. Ослабление излучения подчинено известному закону Бугера-Ламберта-Бера;
4. Рассеяние света на частицах когерентное, длина волны зондирующего излучения известна.

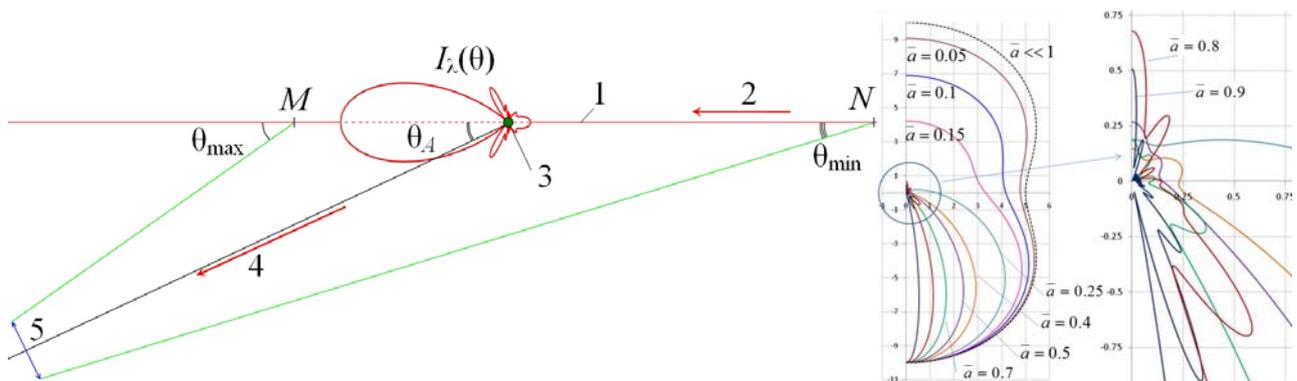


Рис. 13: Слева: фотосъемка под углом: 1 – лазерная плоскость, 2 – направление излучения, 3 – частица аэрозоля, 4 – направление рассеянного частицей излучения, 5 – объектив фотоприемника. Справа: Индикатрисы рассеивания, рассчитанные по теории Ми. $\bar{a} = a_p / \lambda$, a_p – радиус частицы, $\lambda = 0.63$ мкм – длина волны зондирующего излучения

Интенсивность излучения $I_A^i(x, y)$ в каждой точке $A(x, y)$ плоскости $z = 0$ лазерной плоскости (рис. 5) пропорциональна концентрации частиц $n(x, y, 0)$ в малой окрестности этой точки, толщине ножа h , а также коэффициенту рассеивания излучения $Q_{\text{sca}}(a_p, \theta)$ при заданной длине волны в направлении θ (рис. 5). В произвольной точке пространства энергия рассеянного излучения в направлении угла θ будет определяться суммарным вкладом рассеяния каждой группой частиц:

$$I_i(\theta) = n_i Q_{\text{sca}}(a_i, \theta) \pi a_i^2 h I_0 = \frac{\rho_i}{\rho_p \frac{4}{3} \pi a_i^3} Q_{\text{sca}}(a_i, \theta) \pi a_i^2 h I_0 = \frac{3\rho_i h}{\rho_p 4a_i} Q_{\text{sca}}(a_i, \theta) I_0.$$

Здесь n_i – числовая (или счетная) концентрация i -х частиц, ρ_i – массовая, ρ_p – плотность материала частиц.

Таким образом, интенсивность рассеянного в направлении θ излучения будет равна

$$I(\theta) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} I_i(\theta) = \frac{3hI_0}{4\rho_p} \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{\text{sca}}(a_i, \theta), \text{ или } \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{\text{sca}}(a_i, \theta_j) = \frac{4\rho_p}{3hI_0} I_j(\theta_j).$$

Последнее представляет собой систему линейных j уравнений, которая решается известным методом Гаусса.

Таким образом, задача определения распределения концентрации частиц и капель в дисперсном потоке по размерам может быть решена путем измерения под разными углами интенсивности рассеянного дисперсной фазой излучения.

$$I(y, \theta) = \frac{3h}{4\rho_p} I_0(y) \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{\text{Sca}}(a_i, \theta).$$

Интенсивность излучения в точке с координатой y ослаблена в результате поглощения и рассеяния света частицами по мере его проникновения и прохождения пути от точки с координатой H до точки с координатой y . В связи с низкой концентрацией частиц аэрозоля, пренебрегая многократным рассеянием лучистой энергии, используя известный закон ослабления Бугера–Ламберта–Бэра, получим выражение для $I_0(y)$:

$$I_0(y) = I_0 \cdot \exp \left[-\frac{3}{4\rho_p} \int_y^H \left(\sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i(y)}{a_i} Q_{\text{Sca}}(a_i, \theta) \right) dy' \right].$$

Таким образом, интенсивность рассеянного частицами излучения в направлении угла θ равна: $I(y, \theta) = \frac{3h}{4\rho_p} I_0 \exp \left[-\frac{3}{4\rho_p} \int_y^H \left(\sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i(y)}{a_i} Q_{\text{Ext}}(a_i) \right) dy' \right] \cdot \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i}{a_i} Q_{\text{Sca}}(a_i, \theta).$

Измеряя интенсивность рассеянного частицами излучения под разными углами получим систему нелинейных алгебраических уравнений для определения распределения массовой концентрации частиц по их размерам. Каждая точка лазерной плоскости взаимно-однозначно отображается на фотоснимке. Учитывая бугеровское ослабление рассеянное зондирующее излучение, фотоприемник зарегистрирует следующий оптический сигнал:

$$I_F(y, \theta) = I(y, \theta) \cdot \cos \varepsilon \cdot \exp \left[-\frac{3}{4\rho_p} \int_0^S \left(\sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{\rho_i(s)}{a_i} Q_{\text{Ext}}(a_i) \right) ds \right],$$

где s – путь, пройденный светом от точки лазерной плоскости $A(x, y, 0)$, до точки $L(x_F, y_F, L)$ – центра фотоприемника с соответствующими координатами (см. рис. 5). Весь путь от точки A до точки L определяется выражением $AL = \sqrt{(x - x_F)^2 + (y - y_F)^2 + L^2}$. Концентрация частиц при интегрировании вдоль пути s определяется следующим выражением $n(s) = n(\xi(s), \eta(s), \zeta(s))$. Входящие в него величины находятся из геометрии рис. 2.1: $\xi(s) = s \sin \varepsilon \cos \varphi$, $\eta(s) = s \sin \varepsilon \sin \varphi$, $\zeta(s) = s \cos \varepsilon$. Из геометрии (рис. 5) также находим входящие в них углы: $\text{tge} = \sqrt{(x + x_F)^2 + (y + y_F)^2} / L$, $\text{tg}\varphi = (y - y_F) / (x - x_F)$.

Таким образом, показана возможность определения распределения массы частиц по размерам в пространстве по интенсивности изображений на фотоснимке лазерной плоскости при фотосъемке последней под различными углами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решена обратная задача восстановления полей скорости и других характеристик газа по полю скорости движения в нем частиц. Приведен анализ влияния погрешностей эксперимента на устойчивость и достоверность решения обратной задачи. Предложен новый критерий скоростной неравновесности двухфазного потока, позволяющий определить условия и области потока с заданной разностью скоростей фаз. Показаны области параметров двухфазного потока с различной степенью скоростной неравновесности двухфазного потока. Обобщен разработанный ранее алгоритм решения обратной задачи восстановления распределения массовой концентрации частиц в пространстве по интенсивности рассеянного излучения в лазерной плоскости на случай полидисперсного двухфазного потока. Показаны новые возможности повышения информативности экспериментальных исследований дисперсных потоков и систем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 13-01-00766, а также в рамках проекта НАИС (High Altitude Ice Crystals) 7-й рамочной программы ЕС и НИР «База».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудин О.К., Нестеров Ю.Н., Токарев О.Д., Флакман Я.Ш. Экспериментальное исследование натекания высокотемпературной струи запыленного газа на преграду // Ученые записки ЦАГИ. – 2013. – Т. XLIV. – № 6. – С. 105–115.
2. Tedeschi G., Gouin H., Elena M. Motion of tracer particles in supersonic flows // Exp. Fluids. – 1999. – V. 26. – P. 288–296.
3. Василевский Э.Б., Безменов В.Я., Боровой В.Я., Горелов В.А., Жилин Ю.В., Казанский Р.А., Мошаров В.Е., Чирихин А.В., Яковлева Л.В. Экспериментальное исследование течения, теплообмена и электрооптических явлений при обтекании тел сверхзвуковым аэродисперсным потоком. // «ЦАГИ – основные этапы научной деятельности 1993-2003» – М.: – Физматлит, – 2003. – С. 452–457.
4. Бойнович Л.Б., Домантовский А.Г., Емельяненко А.М., Миллер А.Б., Потапов Ю.Ф., Ходан А.Н. Противообледенительные свойства супергидрофобных покрытий из алюминия и нержавеющей стали // Изв. РАН. – Сер. Химическая. – 2013. – №2. – С. 383–390.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач / М.: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит. – 1986. – 288 с.
6. Амелюшкин И.А. Оптика зондирования осесимметричного обтекания тел монодисперсным аэрозольным потоком // Вестник СПбГУ. – Сер. 1: Математика, механика, астрономия. – 2013. – Вып. 1. – С. 120–129.

7. **Амелюшкин И.А.** Физические аспекты исследования двухфазных потоков оптическими методами // Материалы Всероссийской научной конференции «Обратные краевые задачи и их приложения». 20–24 октября 2014. – Казань. – материалы на диске. – С. 1–11.
8. **Амелюшкин И.А.** Способ определения полей числовой концентрации дисперсной фазы в аэрозольном потоке и устройство для его реализации // Патент на изобретение №2014119714 от 16.05.2014.
9. **Бойко В.М., Пивоваров А.А., Поплавский С.В.** Измерение скорости газа в высокоградиентном потоке по скорости трассирующих частиц // ФГВ. – 2013. – Т. 49. – № 5. – С. 47–54.
10. **Koike S., Tamura T., Masua G.** Influence of Drag Coefficients and Velocity Fluctuation on PIV Correction Method // AIAA 2009-75 Copyright. – AIAA PIV 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting. – Orlando. – Florida P. 1–17.
11. **Dring R. P.** Sizing criteria for laser anemometry particles // Trans. ASME. – J. Fluids Eng. – V. 104. – P. 15–17.
12. **Melling A.** Tracer particles and seeding for particle image velocimetry / Meas Sci Technol. – 1997. – V. 8. – P. 1406–1416
13. **Гилинский М.М., Стасенко А.Л.** Сверхзвуковые газодисперсные струи / М.: Машиностроение. – 1990. – 176. с.
14. **Henderson C. B.** Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J. – 1976. – V. 14. – N 6. – P. 707–708.
15. **Schmelzer J.W.P., Zanotto E.D., Fokin V.M.** Pressure dependence of viscosity // J. Chem. Phys. – 2005. – V. 122. – Paper No 074511. – P. 1–11.
16. **Findeisen J., Gnirß M., Damaschke N., Schiffer H.P., Tropea C.** 2D – Concentration Measurements Based on Mie Scattering using a Commercial PIV system // 6th International Symposium on Particle Image Velocimetry Pasadena. – California. – USA. – September 21th–23th. – 2005. – PIV'05 Paper.

Ivan A. Amelyushkin

Central aerohydrodynamic institute, Russia, 140180, Moscow region, Zhukovsky, Zhukovsky street, 1, E-mail: Amelyushkin_Ivan@mail.ru

ALGORITHMS OF IMAGE PROCESSING OF LASER SHEET PLANE WHICH IS USED IN TWO PHASE FLOWS INVESTIGATION

ABSTRACT

A goal of a present work is to increase information value of nonintrusive liquid and gas flow investigation via laser sheet plane. In application to based on particles flow investigations methods a correction method was developed in order to take into account a difference between particles' velocity and gas velocity. An original criterion of two-phase flow nonuniform velocity fields determination is proposed. Pressure, temperature and density fields' determination algorithms via particles' velocity fields' processing are developed. Results of images processing were obtained. A panoramic method of particles size distribution of a polydisperse flow in a laser sheet plane is proposed. Original methods of data inverse problems (of flow parameters determination via optical measuring) were developed. Results of stability of a solution are given. Results of experimental two-phase flow investigations are given.

LASER SHEET, PARTICLES, RADIATION SCATTERING, EXTINCTION, IMAGE PROCESSING, INVERSE PROBLEMS, VIZUALIZATION, DIAGNOSTICS