

6. Замятина Н. А., Прудников А. Г., Сагалович В. Н. О диффузионных параметрах турбулентной струи. Изв. вузов, Авиац. техн., 1966, № 2.
 7. Alpinieri L. Turbulent mixing of coaxial jets. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 9.

УДК 532.517.4

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОСИ ДВУХФАЗНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ

М. К. ЛААТС, Ф. А. ФРИШМАН

(Таллин)

Исследование осредненных характеристик двухфазной струи показало [1], что инерционная примесь не является «пассивной», а оказывает заметное влияние на процессы турбулентного переноса. Г. Н. Абрамович [2] предложил полуэмпирическую теорию, учитывающую межфазовый обмен импульсом в пульсационном движении. Влияние примеси на турбулентность струи обсуждается также в [3]. Однако проверка этих теорий путем сопоставления с экспериментом результатов расчета осредненных характеристик пока затруднительна, так как процессы переноса определяются и малоизученной поперечной миграцией примеси. Полезной представляется непосредственная проверка допущений теорий — изучение пульсационных характеристик двухфазной струи. Лишь в одной работе [4] приводятся результаты подобных измерений, однако при малых концентрациях примеси случайного дисперсного состава, что не позволяет установить влияние основных параметров двухфазного течения: крупности и концентрации примеси.

Ниже приводятся результаты исследования влияния этих параметров на струйную турбулентность.

1. Применение термоанемометрического метода измерения характеристик турбулентности ограничено низкотемпературными однородными средами. В потоке с инерционными частицами условия механической прочности нити термоанемометра вступают в противоречие с требованиями минимальной тепловой инерции, что наряду с методическими трудностями [5] сводит на нет все преимущества термоанемометра. Поэтому приходится прибегать к помощи менее эффективных методов, например к диффузионному методу [6].

В потоке с большими градиентами осредненных и пульсационных величин диффузионные измерения возможны лишь на небольших абсолютных, но не очень малых относительных расстояниях от источника. Обоим этим требованиям отвечает источник минимально возможного размера, что и предопределило выбор диффузионно-теплового метода с источником тепла небольшого диаметра.

Дисперсия теплового следа за линейным источником в турбулентном потоке при малых временах диффузии связана с интенсивностью турбулентности ϵ_0 простой зависимостью [7]

$$\sigma_0^2 = \epsilon_0^2 x_0^2 \quad (1.1)$$

В реальных условиях дисперсия следа за цилиндрическим источником σ^2 может существенно отличаться от σ_0^2 за счет влияния ряда факторов, зависящих от особенностей объекта исследования и методики измерений.

Отличие интенсивностей турбулентности, измеренных в струе диффузионным и термоанемометрическим методами, было обнаружено в [8] и объяснено «постоянной ошибкой, свойственной термоанемометрическому методу». В [9] такое же расхождение объясняется воздействием возмущений, вносимых источником конечного размера. В [10] показано, что влиянием молекулярных эффектов на размывание следа можно пренебречь и что существенной является лишь поправка, учитывающая влияние возмущений за источником, так называемая собственная турбулентность источника [11]. Эти исследования относились к потокам с низким уровнем турбулентности (до 1%). В настоящее время имеется немало данных, свидетельствующих о зависимости характера обтекания тел от турбулентных характеристик набегающего потока. В струе же интенсивность турбулентности меняется в широких пределах, достигая 40%.

Для выяснения влияния интенсивности турбулентности ϵ_0 на вклад собственной турбулентности источника в рассеивание тепла в семи точках на оси струи ($\epsilon_0 = 3 \div 18\%$) было измерено распределение избыточной температуры в следах за источниками различного диаметра ($d = 70 \div 200$ мкм). На данном расстоянии от среза сопла x и источника x_0 дисперсия следа линейно уменьшается с уменьшением d . Пересечение прямой $\sigma^2 = f(d)$ с осью ординат, вероятно, и есть искомая дисперсия следа за линейным источником. Это подтверждается постоянством отно-

шения σ_0 / x_0 для различных x_0 . Поправка

$$\Delta\sigma^2 = \sigma^2 - \sigma_0^2 \quad (1.2)$$

связана с особенностями обтекания цилиндрического источника. Об этом свидетельствует постоянство отношения $\Delta\sigma / (x_0 d)^{1/2}$ при постоянном ϵ_0 , свойственное плоскопараллельному следу за цилиндром. С изменением числа Re от 60 до 600 это отношение практически не меняется, однако оно существенно зависит от ϵ_0 . Эта зависимость может быть аппроксимирована формулой

$$\Delta\sigma = (0.3 + 5\epsilon_0)\sqrt{x_0 d} \quad (1.3)$$

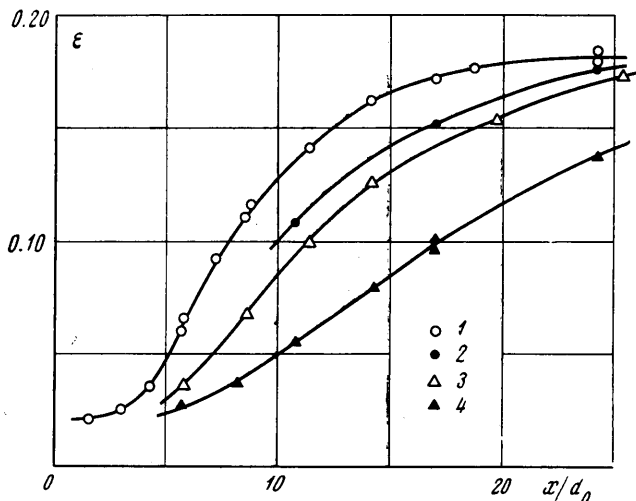
Решая совместно (1.1), (1.2) и (1.3), можно получить формулу, связывающую измеренную дисперсию следа за источником σ^2 с местной интенсивностью турбулентности

$$\sigma^2 = (0.09 + 3\epsilon_0 + 25\epsilon_0^2)x_0 d + \epsilon_0^2 x_0^2 \quad (1.4)$$

Полученные таким образом значения ϵ_0 хорошо согласуются с результатами термоанемометрических измерений в струе [7, 12, 13, 4].

Применение диффузионно-теплового метода для определения интенсивности турбулентности несущей фазы двухфазного потока выдвигает ряд дополнительных проблем. Во-первых, необходимо выяснить роль межфазового теплообмена. Расчеты, проведенные по методике [15], показывают, что для примеси, попадающей в область кондуктивного теплопереноса ($\delta < 20$ мкм), искажение температурного профиля может быть существенным. Поэтому диапазон опытов ограничивался теми концентрациями, где этим влиянием можно пренебречь.

Введение твердой примеси приводит к изменению интенсивности турбулентности потока и связанной с ней уравнением (1.3) величины поправки $\Delta\sigma$. Следовало также выяснить, оказывает ли примесь определенное влияние на обтекание цилиндрического источника. С этой целью были измерены распределения температуры за



Фиг. 1

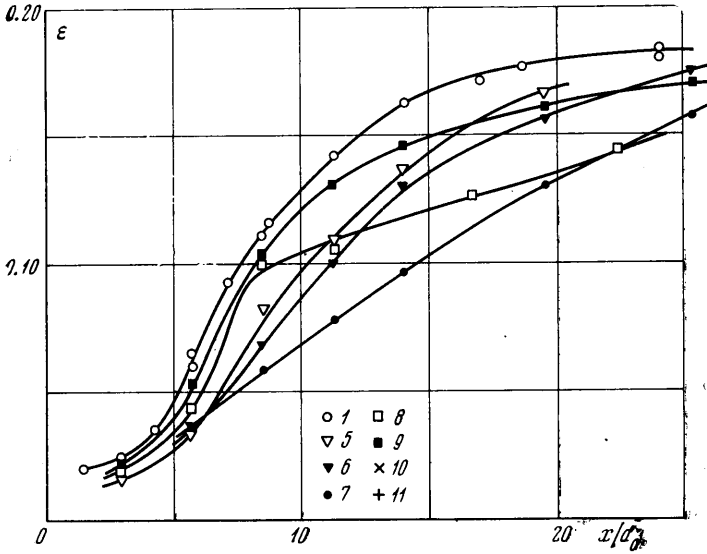
источниками различных диаметров в двухфазной струе. Оказалось, что измеренные значения дисперсии также описываются уравнением (1.4). Следовательно, дополнительное влияние примеси на обтекание источника обнаружено не было, видимо, потому, что вихри вблизи источника соизмеримы с размерами частиц.

Для исключения фрикционного нагрева приемника [5], а также градиентов температур в струе, измерения проводились при включенном и выключенном источнике, искомая температура определялась как разница этих двух измерений.

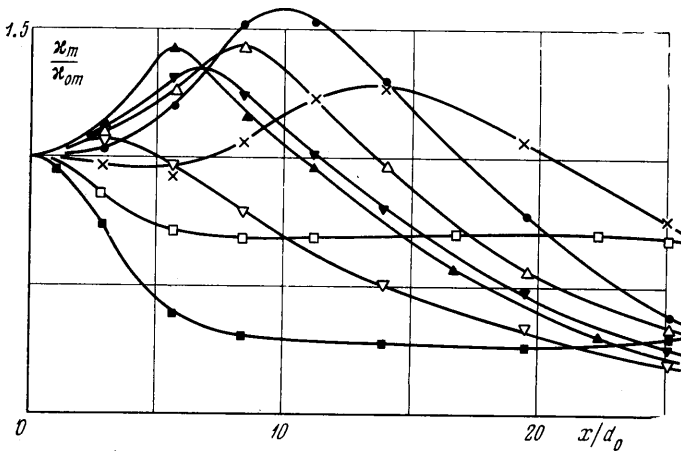
Таким образом, результаты измерения интенсивности турбулентности в однофазной струе и приведенный выше анализ особенностей, вносимых дисперсной фазой, позволяют предположить, что при умеренных массовых концентрациях примеси можно получить достоверные значения интенсивности турбулентности на оси двухфазной струи.

2. Результаты измерений (фиг. 1 и 2) показали, что интенсивность турбулентности ϵ на оси двухфазной струи во всем исследованном диапазоне изменения ре-

жимных параметров ($\kappa_0 = 0.15 \div 0.45$, $\delta = (7, 17, 32, 49, 80 \text{ и } 120) \cdot 10^{-6} \text{ м}$) ниже, чем в однофазной ϵ_0 . На фиг. 1 собраны опытные данные по признаку одинаковой крупности примеси: 1 — однофазная струя, 2 — $\delta = 17 \text{ мкм}$, $\kappa_0 = 0.15$, 3 — $\delta = 17 \text{ мкм}$, $\kappa_0 = 0.22$, 4 — $\delta = 17 \text{ мкм}$, $\kappa_0 = 0.45$, а на фиг. 2 — одинаковой начальной концентрации: 5 — $\kappa_0 = 0.22$, $\delta = 7 \text{ мкм}$, 6 — $\kappa_0 = 0.22$, $\delta = 17 \text{ мкм}$, 7 — $\kappa_0 = 0.22$,



Фиг. 2



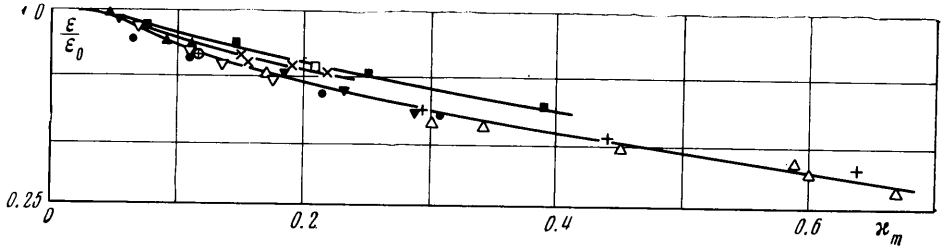
Фиг. 3

$\delta = 32 \text{ мкм}$, 8 — $\kappa_0 = 0.22$, $\delta = 80 \text{ мкм}$, 9 — $\kappa_0 = 0.22$, $\delta = 120 \text{ мкм}$, 10 — $\kappa_0 = 0.22$, $\delta = 49 \text{ мкм}$, 11 — $\delta = 32 \text{ мкм}$, $\kappa_0 = 0.3, 0.4 \text{ и } 0.6$. Эти обозначения сохраняются и на фиг. 3 и 4.

С увеличением начальной концентрации примеси данной крупности ϵ уменьшается. Несколько более сложной является зависимость осевой интенсивности турбулентности от крупности примеси, поэтому по фиг. 2 можно судить лишь о тенденциях. Вблизи сопла интенсивность турбулентности, как правило, тем меньше, чем мельче примесь, однако значение $d\epsilon/dx$ у мелкой примеси больше, и большим становится и ϵ .

Сравнение пульсационных и осредненных характеристик в соответствующих точках струи показало, что качественно такой же характер имеет изменение осевой расходной концентрации. Действительно, как видно из фиг. 3, более высокие значения осевой концентрации вблизи сопла наблюдаются у мелкой примеси, а вдали — у крупной. Появление участков, на которых осевая концентрация мелкой при-

меси увеличивается, а у крупной резко уменьшается было обнаружено и описано в [1] и вызвано поперечной силой, возникающей при движении частиц в градиентном потоке. Такое же явление наблюдалось в трубах, и существуют по крайней мере две гипотезы [16, 17], объясняющие происхождение этих сил. Качественное сходство закономерностей рассеивания примеси и изменения вдоль оси интенсивности турбулентности указало на целесообразность сопоставления влияния примеси на турбулентность с концентрацией примеси в той же точке. Наиболее удачной характеристикой влияния примеси оказалось отношение ϵ/ϵ_0 . Как видно из фиг. 4, зависимость ϵ/ϵ_0 от κ_m универсальна при всех значениях начальной концентрации.



Фиг. 4

Кроме того, при среднезвешенном размере частиц $\delta \leq 32$ мкм $\epsilon/\epsilon_0 = f(\kappa_m)$ в пределах точности эксперимента не зависит от крупности примеси, а для частиц размером от 40 до 120 мкм уменьшается с увеличением δ .

Кривые на фиг. 4 могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{1 + 0.2\kappa_m}{1 + \kappa_m} \frac{1 + f(\delta)\kappa_m}{1 + \kappa_m} \quad (2.1)$$

К сожалению, имеющихся данных недостаточно для анализа двух известных полуэмпирических теорий турбулентности в свободных двухфазных потоках [2, 3]. Тем не менее некоторые качественные сопоставления с первой, учитывающие лишь меру влияния примеси, могут быть сделаны. Согласно [2]

$$\frac{(v'/u)}{(v'/u)_0} = \frac{(dr/dx)}{(dr/dx)_0} = \frac{1 + \kappa_1 v_\sim / v_0' u_m}{1 + \kappa_1} \frac{u_m}{u_c} \quad (2.2)$$

где κ_1 — характерное значение концентрации в поперечном сечении струи, v_\sim — относительная скорость фаз в пульсационном движении, u_m — скорость на оси струи, u_c — характерная средняя скорость потока.

Структуры уравнений (2.1) и (2.2) весьма похожи. Согласно [2] частицы диаметром менее 20–30 мкм полностью увлекаются турбулентным молеком и $v_\sim = 0$. Опыты в свою очередь показали, что для частиц размером до 32 мкм включительно $f(\delta) = 0$. Аналогичен в формулах (2.1) и (2.2) и характер зависимости влияния примеси от местной концентрации. Что касается влияния переменной плотности, то структура первого сомножителя в (2.1) совпадает с рассчитанной по методике [18].

Таким образом, можно говорить о подтверждении экспериментом принципов теории Г. Н. Абрамовича. При всей условности приведенного выше сопоставления следует иметь в виду, что на данном этапе исследований двухфазных струй сравнение результатов расчета осредненных параметров с помощью полуэмпирических теорий и интегральных соотношений с результатами измерений еще более условно из-за невозможности учета относительных осредненных движений фаз. Изучение этих движений должно стать задачей дальнейшего исследования.

Поступила 2 XI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаатс М. К., Фришман Ф. А. О допущениях, применяемых при расчете двухфазной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
2. Абрамович Г. Н. О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи. Докл. АН СССР, 1970, т. 190, № 5.
3. Owen P. R. Pneumatic transport. J. Fluid Mech., 1969, vol. 39, pt 2, p. 407–432.
4. Hetsroni G., Sokolov M. Distribution of mass velocity and intensity of turbulence in a two-phase turbulent jet. Pap. Amer. Soc. Mech. Engng, 1970, N WA/APM-45.
5. Boothroyd R. G., Goldberg A. S. Measurements in flowing gas solids suspensions. British Chem. Engng. J., 1970, vol. 15, No. 3.
6. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М., «Мир», 1971.
7. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.

8. Van der Hegge Zijnen. Measurements of turbulence in a plane jet of air by the diffusion method and by the hotwire method. Appl. Sci. Res., 1958, 7.A.
9. Flint D. L., Kada H., Harratty T. J. Point source turbulent diffusion in a pipe. A. I. Ch. E. Journal, 1960, vol. 6, No. 2.
10. Иванов Ю. В., Крашенинников С. Ю. К вопросу об определении характеристик турбулентности с помощью диффузионных измерений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
11. Прудников А. Г. Измерение оптико-диффузионным методом турбулентности воздушных потоков и пламен. Сб. «Горение в турбулентном потоке», М., Изд-во АН СССР, 1959.
12. Живов В. Г., Михасенко Ю. И., Вулис Л. А., Кельмансон И. А. К исследованию структуры турбулентных струй. Сборник докладов на III Всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике, М., 1968.
13. Гиневский А. С., Елизаров Л. И., Шубин Ю. М. Исследование микро-структуры турбулентной струи в спутном потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 4.
14. Миткалинный В. И., Руди Ю. А., Утенков А. Ф. Исследование характеристик турбулентности в ограниченной изотермической струе. Изв. вузов. Черная металлургия, 1969, № 11.
15. Горбис З. Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М., «Энергия», 1970.
16. Rubinow S. I., Keller J. B. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. J. Fluid Mech., 1961, vol. 11.
17. Saffmann P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. J. Fluid Mech., 1965, vol. 22, p. 2.
18. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.

УДК 532.525.2.011.12 : 533.69.048.3

О ВЛИЯНИИ ВЯЗКОСТИ НА ТЕЧЕНИЕ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В СПУТНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Е. Н. БОНДАРЕВ, И. Д. ЛИСИЧКО

(Москва)

Проведены численные расчеты распространения ламинарной недорасширенной струи в спутном сверхзвуковом потоке при различных числах Рейнольдса и рассмотрены основные режимы течения.

1. При распространении недорасширенной ламинарной сверхзвуковой струи в спутном сверхзвуковом потоке воздуха вдоль линии тангенциального разрыва, разделяющей струю и спутный поток, развивается слой смешения. При больших числах Рейнольдса слой смешения тонкий и оказывает влияние на поле течения в узкой области вблизи границы струи. По аналогии с теорией пограничного слоя на твердом теле можно предполагать, что в области этого режима течения вязкость слабо влияет на поля давления, и развитие вязкого слоя смешения может, по-видимому, рассчитываться по заданному полю давления, найденному методами теории невязкого газа.

С уменьшением числа Рейнольдса толщина слоя смешения растет и становится сравнимой с толщиной слоя сжатого газа за головной ударной волной, возникающей перед сильно недорасширенной струей. Поле давления в струе начинает изменяться в результате взаимодействия слоя смешения с внешним невязким потоком. Это явление можно сравнить с взаимодействием пограничного слоя у переднего края плоской пластины с внешним сверхзвуковым потоком. Дальнейшее уменьшение числа Рейнольдса приводит к настолько сильному расширению слоя смешения, что ударная волна во внешнем спутном потоке смыкается с внешней границей слоя смешения. Этот режим течения аналогичен режиму смыкания для обтекания передней кромки пластины. Границы названных режимов течения зависят от параметров струи на срезе сопла и параметров внешнего невозмущенного потока.

2. Для исследования влияния вязкости на поле течения струи были проведены численные расчеты по методу работы [1], в котором используются упрощенные уравнения Навье — Стокса. В этих уравнениях сохранены члены, описывающие течение невязкого газа, и члены, описывающие течение в пограничном слое. Поскольку в системе уравнений сохранены вязкостные члены уравнений Навье — Стокса со вторыми производными в направлении y , то выбранная система уравнений достаточно правильно описывает поведение характерных для недорасширенной струи вытянутых вдоль оси x висячих скачков уплотнения, но может допускать погрешности в описании толщины скачков уплотнения.