

М. ЛААТС, Ф. ФРИШМАН

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИФфуЗИОННОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ В УСЛОВИЯХ ОДНОРОДНОЙ СВОБОДНОЙ СТРУИ

Несмотря на совершенство и большие возможности термоанемометрического метода измерений характеристик турбулентности, в литературе довольно часто появляются работы, описывающие измерения интенсивности турбулентности и коэффициента турбулентной диффузии по параметрам диффузии какой-либо скалярной субстанции. Обращение к сравнительно малопродуктивным диффузионным методам объясняется возможностью их использования в средах с особыми свойствами: в пламенах, двухфазных и высокотемпературных потоках, т. е. там, где другие методы, в том числе и термоанемометрический, неприемлемы.

Цель настоящего исследования — разработка методики измерения параметров турбулентности в двухфазной струе типа газ—твердые частички. Однако прежде всего эта методика должна быть апробирована в условиях со сходным характером распределения и изменения осредненных и пульсационных параметров течения, но в среде, где полученные результаты могут быть сопоставлены с результатами измерения другими методами. Объектом для такой апробации является однородная затопленная турбулентная струя. Она достаточно хорошо исследована термоанемометрами. Однако попытки применения диффузионного метода к ней [1] следует признать неудачными, так как при этом не учитывались особенности струйного течения и полученные результаты существенно отличались от результатов измерений термоанемометром. Поэтому разработке методики измерения пульсационных характеристик в двухфазной струе предшествует разработка такой методики в однофазной струе.

Параметры распределения скалярной субстанции в следе от бесконечно малого источника и интенсивность турбулентности в данной точке связаны между собой уравнением Тейлора [2]

$$\sigma_0^2 = 2v_{\text{KB}}'^2 \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} R_{yL}(\tau) d\tau, \quad (1)$$

где  $\sigma_0^2$  — дисперсия распределения скалярной субстанции;

$v_{\text{KB}}'^2$  — поперечная среднеквадратичная пульсация скорости;

$R_{yL}$  — коэффициент лагранжевой временной корреляции.

При малом времени диффузии, когда распределение субстанции в следе измеряется на расстояниях от источника  $x_M \ll L_{yL}$

( $L_{yL} = v'_{\text{кв}}^2 \int_0^{\infty} R_{yL} \tau d\tau$  — лагранжев макромасштаб) и  $R_{yL} = 1$ , уравнение Тейлора преобразуется к виду

$$\sigma_0^2 = v'_{\text{кв}}^2 t^2. \quad (2)$$

Исключая из уравнения (2)  $t = x/u$ , получают формулу, связывающую дисперсию распределения температуры с интенсивностью турбулентности,

$$\sigma_0^2 = x_M^2 \frac{v'_{\text{кв}}^2}{u^2} = x_M^2 \varepsilon_0^2. \quad (3)$$

При  $x_M \gg L_{yL}$   $R_{yL} = 0$  и коэффициент турбулентной диффузии определяется по формуле

$$D_T = \frac{1}{2} \frac{d\sigma^2}{dt}. \quad (4)$$

Однако определение тейлоровской дисперсии в реальных условиях представляет существенные трудности из-за искажающего влияния целого ряда факторов, некоторые из которых зависят от вида турбулентности, распределения осредненных и пульсационных параметров потока, а также от теплофизических свойств среды и диффундирующего вещества. Этим объясняется сравнительная сложность интерпретации результатов измерения и необходимость в каждом отдельном случае определения соответствующих поправок.

Особенности использования диффузионного метода в струе связаны с большими градиентами осредненных и пульсационных параметров и существенно более высоким уровнем турбулентности по сравнению с течениями, для которых диффузионный метод сравнительно хорошо освоен.

**Выбор метода генерации примеси.** Распределение скалярной субстанции в следе, развивающемся в равномерном потоке, подчиняется нормальному закону [2]. Опыты показали, что вблизи границ следа, развивающегося в струе, наблюдается отклонение от нормального распределения, которое увеличивается с увеличением в данном сечении струи величин  $x_M$ ,  $u$ , т. е., следовательно, с увеличением ширины следа. Это отклонение вызвано градиентами осредненных и пульсационных параметров струи по ширине следа. Исключить влияние градиентов можно, измеряя распределение температуры как можно ближе к источнику, где след еще достаточно узок. Однако, так как любой реальный источник имеет конечные размеры, измерения необходимо проводить в области автомодельности динамического следа, т. е. на достаточно большом относительном расстоянии от него. Общим этим требованиям удовлетворяет источник, по крайней мере, на два порядка меньшего размера, чем масштаб исследуемого течения. В наших условиях единственным приемлемым источником оказалась нагреваемая электрическим током проволоочная нить.

Таким образом, наличие градиентов пульсационных и осредненных параметров в струе предопределило при масштабах нашей установки выбор диффузионно-теплого метода и проведение измерений вблизи источника ( $x_M \leq 10$  мм) при одновременном выполнении условия  $x_M \ll L_{yL}$  (формулы (2), (3)).

**Опытная установка** (рис. 1). Тепловой след от нагреваемой никромовой нити (1), соединенной со стабилизированным источником тока (2), измерялся микротермопарой (3). Рама с нитью устанавливалась

в координатнике (4), позволяющем перемещать ее в объеме струи с точностью до 0,5 мм. Термопара перемещалась микрокоординатником (5) с точностью установки 0,05 мм. Сигнал подавался на усилитель (6) типа Н-37. В связи с тем, что на основном участке струи наблюдались существенные пульсации температуры, возникла необходимость

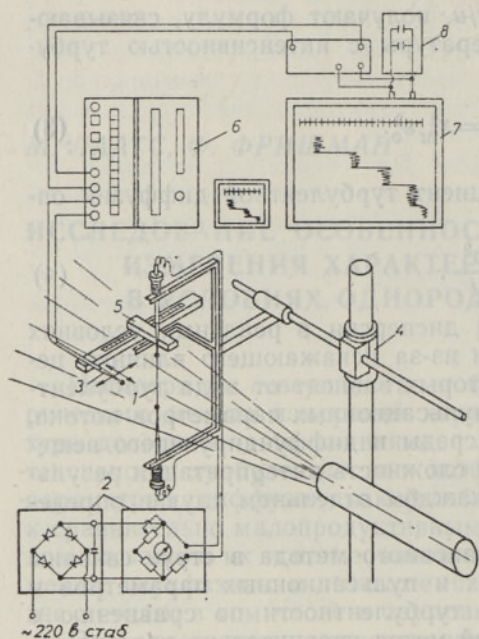


Рис. 1. Схема измерения параметров теплового следа.

записи и осреднения измеряемых сигналов. Поэтому в качестве вторичного прибора использовался самопишущий автоматический потенциометр КСП-4 (7), а при необходимости в схему включался сглаживающий фильтр (8). Цена деления прибора, установленная после тарировки термопары составляла 0,15°. Для исключения влияния градиентов температур в струе измерения производились дважды — при включенной и выключенной нити, разность показаний и являлась искомой избыточной температурой. При конструировании термопары особое внимание уделялось уменьшению потерь от теплообмена с окружающей средой, а также уменьшению размеров спая. Однако применять спаи диаметром менее 0,2 мм невозможно из-за быстрого разрушения их движущимися частицами при измерениях в двухфазной струе, поэтому возникла необходимость оценить влияние размера спая на результаты измерения.

Влияние конечных размеров приемника связано с осреднением измеряемых параметров по его ширине. Поскольку методика определения этого влияния не зависит от параметров потока, можно воспользоваться результатами работы [3]. Подсчет показал, что при спаяе диаметром  $d = 0,2$  мм изменение дисперсии следа не превышает 0,03 мм и учитывать его целесообразно лишь при измерениях вблизи среза сопла.

Как уже отмечалось выше, измеренное на оси турбулентной струи распределение температуры за нитью, если приняты соответствующие меры для исключения влияния градиентов пульсационных и осредненных параметров, является нормальным. Такому же закону подчиняется распределение за линейным источником скалярной субстанции. Однако расчеты по измеренным значениям дисперсии  $\sigma_{\text{изм}}^2$  приводят к значениям интенсивности турбулентности существенно большим, чем по данным термоанемометрических измерений. Можно предположить, что причиной тому является влияние на расширение следа дополнительных факторов, не учтенных уравнениями (1) — (4). Такими факторами могут быть молекулярная диффузия и влияние конечных размеров источника. В соответствии с правилом сложения дисперсий измеренное значение дисперсии  $\sigma_{\text{изм}}^2$  можно рассматривать как сумму

$$\sigma_{\text{изм}}^2 = \Delta\sigma_{\text{м}}^2 + \Delta\sigma^2 + \sigma_0^2 \quad (5)$$

искомой дисперсии  $\sigma_0^2$  и поправок  $\Delta\sigma_M^2$  и  $\Delta\sigma^2$ , учитывающих соответственно влияние молекулярной диффузии и конечного размера источника.

**Влияние молекулярной диффузии.** В настоящее время существует практически единодушное мнение, подтвержденное совсем недавно и экспериментально [3], что влиянием молекулярной диффузии и, следовательно, значением  $\Delta\sigma_M^2$  по сравнению с  $\sigma_0^2$  можно пренебречь. В нашем случае речь идет о значительно более интенсивной турбулентной диффузии и, хотя в этих условиях молекулярная диффузия несколько интенсифицируется, допущение  $\Delta\sigma_M^2 = 0$  еще более обосновано.

**Влияние конечных размеров источника.** Это один из самых противоречивых вопросов. В [1], например, этим влиянием вообще пренебрегают. Более высокие значения интенсивности турбулентности по сравнению с измеренными термоанемометрическим методом объясняются недостатком последнего. Такого же мнения придерживается и И. Хинце [2]. Это объяснение нельзя признать состоятельным. Измерения, выполненные методически правильно [4], подтверждают полное совпадение интенсивностей турбулентности, измеренных обоими методами.

В [5] для оценки влияния конечных размеров источника используется поправка  $d^2/16$ , полученная из допущения о безотрывном обтекании источника. Для применяющихся нитей  $d = 0,07 \div 0,2$  мм она на три порядка меньше существующего различия между диффузионными и термоанемометрическими измерениями.

Следовательно, причиной различий может быть влияние особенностей отрывного течения вокруг и непосредственно за цилиндром. Влияние этих особенностей простирается далеко вниз по течению и на достаточно большом расстоянии выражается в изменении констант в уравнении динамического следа

$$\Delta\sigma^2 = k_t c_w x_M d, \quad (6)$$

где  $c_w$  — коэффициент лобового сопротивления цилиндра;

$k_t$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий расширение температурного профиля динамического следа.

Таким образом, если предположение о влиянии особенностей течения вблизи цилиндра на измеренную дисперсию верно, то отношение

$$\Delta\sigma/\sqrt{x_M d} = \sqrt{k_t c_w} \quad (7)$$

в данном поперечном сечении должно оставаться постоянным.

Для выяснения зависимости измеренной дисперсии от диаметра источника и расстояния от него исследуемого сечения распределение температуры измерялось на различных расстояниях  $x_M$  за источниками разных диаметров. Полученные значения дисперсий при постепенном удалении от среза сопла и нити удовлетворительно укладываются на одну прямую (рис. 2). В результате экстраполяции этой прямой на нулевой диаметр, очевидно, можно получить значения  $\sigma_0^2$ . Это подтверждается постоянством отношения  $\sigma_0^2/x_M^2$ , следующим из уравне-

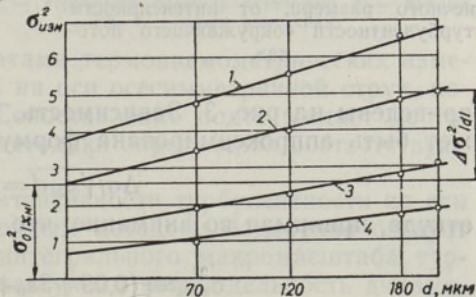


Рис. 2. Дисперсия распределения избыточных температур в тепловом следе,  $x/d_0 = 14$ .

1 —  $x_M = 12$ ; 2 —  $x_M = 10$ ; 3 —  $x_M = 7$ ; 4 —  $x_M = 5$  мм.

ния (3). Разность  $\sigma_{\text{изм}}^2 - \sigma_0^2$ , очевидно, и есть искомое значение  $\Delta\sigma^2$ . Расчеты показали, что при постоянном  $x$  отношение  $\Delta\sigma/\sqrt{x_M d}$  действительно не зависит от  $x_M$  и  $d$ . Это подтверждает сделанное выше предположение о характере влияния конечных размеров источника.

С изменением  $x$  меняются интенсивность турбулентности обтекающей нить потока и число Рейнольдса. Оба эти фактора могут влиять на характер течения вблизи источника и, следовательно, на постоянные  $k_t \cdot c_w$ .

Зависимости  $c_w$  от числа Рейнольдса получены в основном при низких значениях интенсивности турбулентности обтекающего потока. Данные работ [6, 7] свидетельствуют, что характер этих зависимостей должен изменяться с изменением интенсивности потока и, возможно, с изменением соотношения масштабов течений за цилиндром и в потоке.

Отсюда возникает необходимость экспериментальной оценки влияния числа Re. Для этого в данном поперечном сечении струи ( $\epsilon_0 = \text{const}$ ) скорость изменялась от 12 до 50 м/сек, что соответствует изменению числа Re по параметрам набегающего потока от 160 до 600. Однако изменения  $\sigma_{\text{изм}}$  и, следовательно,  $\Delta\sigma$  обнаружено не было.

Таким образом, если зависимость

$\sqrt{k_t c_w}$  от Re в указанных пределах его изменения и существует, то при  $\epsilon_0 = 0,05 \div 0,2$  она ниже 10%, т. е. ниже предела чувствительности измерительного комплекса. Поэтому изменение поправки  $\Delta\sigma$  в различных поперечных сечениях струи можно связать полностью с изменением интенсивности турбулентности обтекающей нить потока. Для выяснения зависимости  $\Delta\sigma$  от  $\epsilon_0$  измерения за нитями различных диаметров, подобные приведенным на рис. 2, были проделаны в различных поперечных сечениях струи. При этом интенсивность турбулентности изменялась от 4 до 18%. Результаты

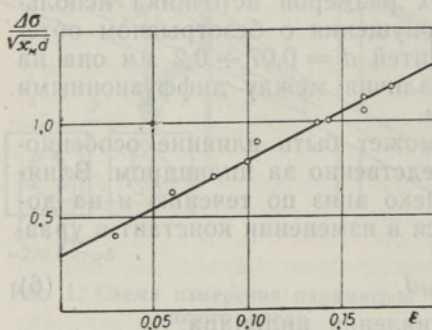


Рис. 3. Зависимость поправки, связанной с обтеканием источника конечного размера, от интенсивности турбулентности «окружающего потока».

приведены на рис. 3. Зависимость, изображенная на этом рисунке, может быть аппроксимирована формулой

$$\Delta\sigma/\sqrt{x_M d} = 0,3 + 0,5\epsilon_0, \quad (8)$$

откуда, принимая во внимание, что  $\sigma^2 = \sigma_0^2 + \Delta\sigma^2$ , получаем

$$\sigma_{\text{изм}}^2 = (0,09 + 3\epsilon_0 + 25\epsilon_0^2) x_M d + \epsilon_0^2 x_M^2. \quad (9)$$

Пропорциональность произведения  $\sqrt{k_t c_w}$  интенсивности турбулентности набегающего потока, вообще говоря, не является чем-то неожиданным. С изменением  $\epsilon_0$  может изменяться положение точек отрыва, но и при постоянных точках отрыва, например при обтекании пластины, расположенной нормально к потоку, наблюдается пропорциональное увеличение коэффициента сопротивления с увеличением интенсивности турбулентности потока [8]. Очевидно, вблизи обтекаемого тела происходит взаимодействие вихрей, образующихся за телом, с турбулентными молями потока. Зависимость на рис. 3 показывает, что такое взаимодействие возможно даже в том случае, если масштабы препятствия на два порядка меньше масштаба потока. Существует и другое объясне-

ние, связанное с возможностью вынужденных колебаний нити и потока. Эти колебания, очевидно, также коррелируют с пульсациями скорости и, следовательно, связаны с  $\epsilon_0$ . Возможность вибрации нити учитывалась уже при проектировании опытной установки: для ее устранения использовались нити большого диаметра, а натяжение пружины регулировалось таким образом, чтобы при включенной нити ликвидировать любой заметный прогиб. Поэтому, если и существует какое-то влияние колебаний нити на измеренную дисперсию, то оно существенно меньше полученной поправки  $\Delta\sigma$ .

Независимо от того, является ли влияние конечных размеров источника результатом воздействия одного или нескольких факторов, все они учитываются формулой (9).

Учитывая сказанное выше, можно резюмировать следующий порядок определения интенсивности турбулентности в точке установки источника:

1) измеряется распределение температуры в сечении следа, расположенном на расстоянии  $x_M$  от источника;

2) определяется ордината точки  $y_{0,5T}$ , температура которой равна половине максимальной; учитывая нормальное распределение температуры, определяется дисперсия  $\sigma_{изм}^2 = 0,7225 y_{0,5T}^2$ ;

3) по формуле (9) вычисляется  $\epsilon_0$ .

Полученные таким образом значения  $\epsilon_0$  на рис. 4

(кривая 5) сопоставлены с результатами термоанемометрических измерений интенсивности турбулентности на оси осесимметричной струи, полученными различными авторами. Сопоставление подтверждает достоверность полученных результатов и методики определения соответствующих поправок.

Таким образом, для измерения интенсивности турбулентности на оси струи можно пользоваться диффузионным методом. Измерения следует проводить в пределах лагранжева интегрального макромасштаба турбулентности, но в области, где уже наступила автомодельность динамического следа. Поправка, учитывающая влияние конечных размеров источника тепла, того же порядка, что и искомая дисперсия теплового следа, и пропорциональна дисперсии динамического следа за цилиндром. Последняя зависит от интенсивности турбулентности в данной точке струи и определяется по приведенной выше методике.

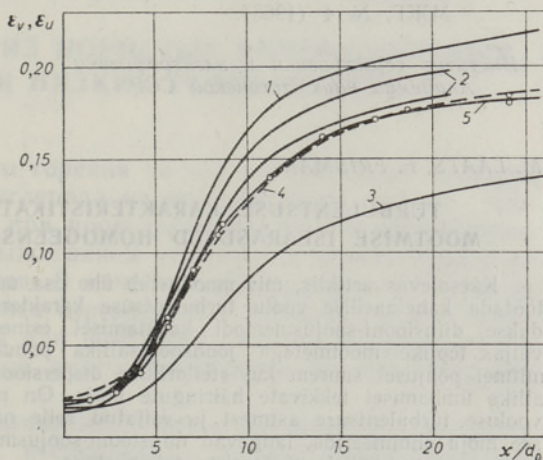


Рис. 4. Сопоставление с результатами термоанемометрических измерений.

1-3 — равномерный профиль истечения: 1 — данные [7], 2 — данные Ю. Михасенко, 3 — данные [11]; 4, 5 — «трубный» профиль истечения: 4 — данные [10], 5 — наши измерения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Van der Hegge Zijnen, Appl. Sci. Res., A, 7 (1957).
2. Хинце И. О., Турбулентность, ее механизм и теория, М., 1963.
3. Иванов Ю. В., Крашенинников С. Ю., Изв. АН СССР, МЖГ, № 3 (1970).
4. Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н., Изв. АН СССР, МЖГ, № 1 (1970).
5. Batchelor G. B., Austr. J. Sci. Res., Ser. A, No. 2 (1949).
6. Ahlborn F., Z. Technische Physik, 12, Nr. 10 (1931).
7. Komeda H., Japan Soc. Aero. Eng. J., No. 6 (1957).
8. Schubauer G. B., Dryden H. L., NASA TR, No. 546 (1935).
9. Corrsin S., Uberoi M. S., NASA TN, No. 2124 (1950).
10. Миткалинский В. И., Руди Ю. А., Утенков А. Ф., Изв. вузов, Черная металлургия, № 11 (1969).
11. Гиневский А. С., Илизарова Л. И., Шубин Ю. М., Изв. АН СССР, МЖГ, № 4 (1966).

*Институт термофизики и электрофизики  
Академии наук Эстонской ССР*

Поступила в редакцию  
21/XII 1971

*M. LAATS, F. FRISHMAN*

**TURBULENTSUSE KARAKTERISTIKATE DIFUSIOONIMEETODIL  
MÖÖTMISE ISEÄRASUSED HOMOGEENSE VABA JOA TINGIMUSTES**

Käesolevas artiklis, mis moodustab ühe osa uurimistööst, mille eesmärgiks on välja töötada kahefaasilise voolu turbulentsuse karakteristikate mõõtmise metoodika, vaadeldakse difusiooni-soojusmeetodi kasutamisel esinevaid iseärasusi kõrge turbulentsuse väljas lõplike mõõtmega joonsoojusallika puhul. Soojuse dispersioon seejuures on mitmel põhjusel suurem kui «teilorliku» dispersiooni korral. Oluliseim neist on soojusallika ümbamisel tekkivate häiringute mõju. On määratud selle mõju suurus sõltuvalt vooluse turbulentsuse astmest ja esitatud selle nähtuse olemuse võimalik seletus. Kui see mõju elimineerida, langevad difusiooni-soojusmeetodil saadud tulemused hästi kokku termoanemomeetrite mõõtmiste tulemustega.

*M. LAATS, F. FRISHMAN*

**INVESTIGATION OF THE PECULIARITIES OF THE HEAT-DIFFUSION  
METHOD OF MEASURING THE TURBULENCE CHARACTERISTICS  
UNDER CONDITIONS OF A HOMOGENEOUS FREE JET**

This work forms a stage in the elaboration of methods for measuring turbulence characteristics of gas-solids flow. The peculiarities of the diffusion-thermal method in the high-turbulence field while using a line source with final dimensions are considered. Thermal dispersion is greater than "Taylor's" for many reasons, one of them being the contribution of disturbances appearing in the flow around the finite heat source. Its quantitative measure is determined depending upon the turbulence level, and the possible interpretation of the nature of the phenomenon is given. After eliminating the contribution, the diffusion-thermal method will be in good agreement with thermoanemometric measurements.