

СВЯЗЬ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТОМ ДИФфуЗИИ И ЭЙЛЕРОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В РАЗЛИЧНЫХ ПОТОКАХ

С. Ю. КРАШЕНИННИКОВ, А. Н. СЕКУНДОВ

(Москва)

Экспериментально определены временные масштабы турбулентных пульсаций скорости и коэффициенты турбулентной диффузии в воздушных потоках различных типов. Найдена связь между временными интегральными масштабами в эйлеровой и лагранжевой системах координат. Обсуждается справедливость и универсальность различных соотношений для вычисления коэффициента турбулентной диффузии по результатам определения масштабов в эйлеровой системе координат.

1. При исследовании процессов смешения в турбулентных потоках важно знать связи между коэффициентами переноса (коэффициентами турбулентной диффузии, вязкости, теплопроводности и т. д.) и характеристиками турбулентности, измеренными в эйлеровой системе координат. Между тем коэффициенты переноса по своему смыслу определяются лагранжевыми характеристиками турбулентности, и в лагранжевой системе координат эту связь для случая однородной турбулентности нетрудно получить из уравнения Тейлора [1]

$$\langle Y^2 \rangle = 2\nu^2 \int_0^t (t - \tau) R_l(\tau) d\tau \quad (1.1)$$

Здесь t , τ — время, $R_l(\tau)$ — коэффициент лагранжевой временной корреляции пульсаций скорости ν , скобки $\langle \rangle$ обозначают осреднение по времени, $\langle Y^2 \rangle$ — дисперсия меченых частиц, $\nu = \langle (v')^2 \rangle^{1/2}$.

Согласно определению [1] коэффициент турбулентной диффузии

$$D = \frac{1}{2} \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{d\langle Y^2 \rangle}{dt} \quad (1.2)$$

Соотношения (1.1) и (1.2) позволяют по экспериментальным данным определять величину коэффициента турбулентной диффузии. Например, по распределению температуры по поперечной координате y за тепловым источником, помещенным в поток, движущийся со скоростью U , можно измерить $\langle Y^2 \rangle$ при различных значениях продольной координаты x и, предположив, что $x = Ut$, найти значение D . Необходимо отметить, что в этом случае характеристики дисперсии $\langle Y^2 \rangle$ определяются поперечными пульсациями скорости и соответствующая величина D имеет смысл поперечного коэффициента диффузии.

С другой стороны, соотношения (1.1) и (1.2) определяют связь между коэффициентом турбулентной диффузии D и лагранжевым временным масштабом пульсаций скорости T_l

$$T_l = \int_0^\infty R_l(\tau) d\tau = \frac{D}{\nu^2} \quad (1.3)$$

Соотношение (1.3) позволяет определять значение коэффициента турбулентной диффузии D по интенсивности поперечных пульсаций скорости, характеризуемой величиной v^2 , и по величине лагранжевого временного масштаба этих пульсаций. Однако экспериментальными методами, например, термоанемометром, измеряются эйлеровы характеристики турбулентности. В литературе имеются некоторые сведения как экспериментального, так и теоретического характера, например, приводимые в работах [2-6], относительно возможных связей между эйлеровыми и лагранжевыми характеристиками турбулентности, но они являются далеко не полными и зачастую противоречивыми. Данная работа посвящена попытке экспериментального определения этой связи в различных турбулентных потоках. Лагранжевы характеристики турбулентности определялись с помощью диффузионных, а эйлеровы — с помощью термоанемометрических измерений.

2. В опытах использовался метод диффузии тепла за тонкой проволокой, нагреваемой электрическим током. Практическая реализация этого метода в основных чертах воспроизводила методику, изложенную в работе [7].

Нихромовая проволока диаметром 25, 63 и 250 мк, натянутая с помощью пружин-контактов на длине 50—100 мм, устанавливалась в исследуемый воздушный поток и нагревалась электрическим током. За ней проводились измерения температуры с помощью хромель-копелевой термопары с диаметром спая 0.2 мм. Сигнал фиксировался на зеркальном гальванометре класса 0.2. Для построения зависимости дисперсии от расстояния каждый раз проводилось 300—400 измерений температуры. Точность продольного перемещения термопары до удаления порядка 30 мм была ± 0.1 мм, при больших удалениях 0.5 мм, точность поперечного перемещения при необходимости ± 0.005 мм. Оценивалось возмущающее влияние нити на исследуемый поток, а также возможные молекулярные эффекты. Для этого были проведены измерения с нитями различных диаметров (кроме указанных выше использовались диаметры 15, 40, 80 мк), которые показали, что при использовании нитей диаметром 35 мк при измерениях в потоках, имевших наиболее низкий уровень пульсаций, ее возмущающее влияние находится в пределах разброса экспериментальных точек. Нити диаметром 63 и 250 мк использовались (с целью повышения уровня измеряемой температуры) только в потоках, где пульсации были велики, при этом возмущающее воздействие нити также не было заметным.

Ввиду того что в опытах осуществлялись термоанемометрические измерения микромасштабов, для оценки влияния молекулярной диффузии на результаты измерений можно было использовать соотношение (5.7), предложенное в работе [8], содержащее величину микромасштаба турбулентности λ .

Проведенные оценки показали, что влияние молекулярных эффектов на результаты измерений также находится в пределах погрешности измерений. Этот факт вполне естественен, так как максимальное отношение коэффициента температуропроводности к значению коэффициента турбулентной диффузии, полученному в опытах, было 0.05.

Эйлеровы характеристики турбулентности измерялись при помощи термоанемометров с постоянной температурой нити типа УТА-5 (конструкции И. С. Егоренкова). Усилитель термоанемометра имел равномерную частотную характеристику в диапазоне $0 \div 3000$ гц. Постоянная времени датчиков из вольфрамовой проволоки диаметром 11 мк и длиной $1.5 \div 2$ мм в режиме обратной связи при крутизне усилителя 20 а/в (что всегда обеспечивается аппаратурой УТА-5) составляла $2.5 \cdot 10^{-5}$ сек. Уровень собственных шумов аппаратуры не превышал 0.25 мв, что позволяло с уверенностью проводить измерения в потоках с интенсивностью пульсаций $\epsilon (= v/U) > 0.005$. Обработка результатов измерений осуществлялась с использованием закона Кинга [4]. Обработка некоторых измерений при помощи соотношений, более точно учитывающих влияние числа Рейнольдса, показала, что получающаяся при этом ошибка не велика и лежит в пределах разброса экспериментальных данных. Оценка ошибки, которая возникла из-за отсутствия в аппаратуре УТА-5 линейаризатора выходной харак-

теристики, показала, что при интенсивности пульсаций $\varepsilon < 0.3$ она также достаточно мала. Осреднение квадрата сигнала осуществлялось с помощью термоэлемента, время интегрирования которого было около 30 сек.

Диффузионные измерения позволяют фиксировать только характеристики турбулентности, связанные с поперечными пульсациями скорости. Поэтому при термоанемометрических измерениях основное внимание обращалось на поперечные пульсации скорости и их характеристики, наряду с этим фиксировались и продольные пульсации. Использовался Х-образный датчик с двумя нитями, расположенными под углом 45° к направлению средней скорости. Сигналы e_1 и e_2 , поступающие с наклонных нитей такого датчика, в первом приближении можно представить в виде сумм по соответствующим компонентам пульсации u' и v' [1]

$$e_1 = K_{11}u' + K_{12}v', \quad e_2 = K_{21}u' - K_{22}v'$$

Сигналы e_1 и e_2 поступали на входы двух усилителей с общим выходом и с регулируемыми коэффициентами усиления K_a и K_b , причем один из усилителей имел фазоинверторный каскад. На выходе этого сумматора формировался сигнал V , пропорциональный разности e_1 и e_2

$$V = (e_1K_a - e_2K_b) = (K_{11}K_a - K_{21}K_b)u' + (K_{12}K_a + K_{22}K_b)v' \quad (2.1)$$

Подбором коэффициентов усиления K_a и K_b можно добиться, чтобы мгновенный сигнал на выходе V был пропорционален поперечным пульсациям скорости v' . По этому сигналу определялась интенсивность поперечных пульсаций скорости, интегральный временной масштаб T_e и микромасштаб τ_e . Величина T_e измерялась с помощью методики, предложенной Таунсендом и состоящей в использовании фильтра низкой частоты для определения вклада в одномерный энергетический спектр пульсаций скорости «нулевой» частоты [1, 9]. Действительно, если имеется частотный фильтр, передаточная функция которого $\chi(f)$ достаточно быстро стремится к нулю с ростом частоты f , то для сигнала e , проходящего через этот фильтр, будем иметь следующее соотношение:

$$e^2 = \int_0^\infty F(f)\chi(f)df \approx F(0) \int_0^\infty \chi(f)df = CF(0) \quad (2.2)$$

Здесь $F(f)$ — спектральная функция сигнала.

Величина константы C в соотношении (2.2) может быть легко определена, например, по результатам измерения при подаче на фильтр известного сигнала. При наличии в спектре области с постоянным значением $F(f)$ на низких частотах, что обычно характерно для спектров турбулентных пульсаций, соотношение (2.2) является достаточно точным. Зная величину $F(0)$, можно определить по известным соотношениям [1] и величину T_e

$$T_e = F(0) / (4v^2) \quad (2.3)$$

Величина микромасштаба τ_e также определялась по методике, предложенной Таунсендом [1, 9] при помощи специального усилителя с дифференцирующей цепочкой по соотношению

$$\frac{2}{\tau_e^2} = \frac{1}{v^2} \left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial t} \right)^2 \right\rangle \quad (2.4)$$

Обычно [3] величина T_e определяется по эйлеровой автокорреляционной функции $R_e(t)$

$$T_e = \int_0^\infty R_e(\tau) d\tau \quad (2.5)$$

Такие измерения весьма трудоемки и дают большой разброс из-за не-точности определения величины $R_e(\tau)$ при больших значениях τ . Но в некоторых наших опытах для контроля правильности определения T_e по формуле (2.2) проводились измерения также и с использованием соотношения (2.5), при этом величина $R_e(\tau)$ определялась с помощью линии временной задержки сигнала (от 0 до 3 мсек) и коррелятора.

Возможность использования соотношений (2.2) и (2.3) и правильность термоанемометрических измерений контролировались также путем непосредственного измерения спектральных функций пульсаций скорости при помощи частотных анализаторов типа DAWE и С4-12. Проверялось наличие области с постоянным значением $F(f)$ на низких частотах, перекрывавшей диапазон пропускания использовавшихся в опытах П-образных фильтров низкой частоты (5–20 гц и 2 ÷ 10 гц), а также достаточно энергичное падение спектральной функции при частотах выше 1000 гц, что позволяло с уверенностью использовать аппаратуру с частотным диапазоном 0 ÷ 3000 гц.

3. Объектами исследования в опытах были различные турбулентные воздушные потоки:

- а) течение на выходе из сопла диаметром $d = 50$ мм с поджатием 5 при скоростях истечения $U_0 = 7.5$ и 15 м/сек, интенсивность пульсаций — $\varepsilon \approx 0.01$;
- б) течение в зоне смешения затопленной струи ($x/d < 4$), вытекавшей из этого сопла, $\varepsilon = 0.05 \div 0.3$;
- в) течение в «невозмущенном» ядре той же струи, ($x/d < 4$), $\varepsilon = 0.01 \div 0.07$;
- г) течение в трубе диаметром 112 мм за перфорированной пластиной с отверстиями диаметром 3 мм и шагом 4 мм, $U = 1.5$ и 3 м/сек, $\varepsilon = 0.05 \div 0.1$;
- д) течение в основном участке струи ($x/d > 10$), $U \approx 3$ м/сек, $\varepsilon \approx 0.19$;
- е) течение в следе за цилиндрами различных диаметров, $U = 3$ м/сек, $\varepsilon = 0.01 \div 0.05$. Указанные интенсивности пульсаций, как и в дальнейшем, определены по отношению среднеквадратичной пульсационной скорости к местной продольной скорости.

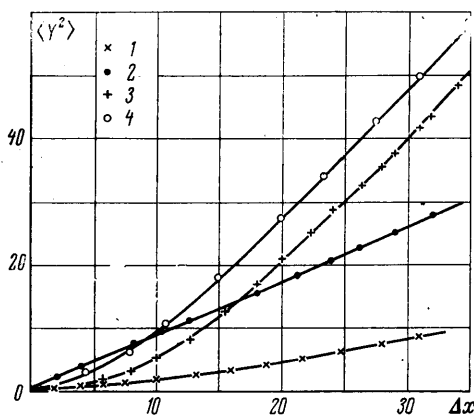
Термоанемометрические измерения в зоне смешения затопленной струи в основном проводились на линии, где $U = 0.6 U_0$, что практически совпадало с линией, продолжающей кромку сопла, на уровне которой проводились также и термодиффузионные измерения. Это связано с тем, что характеристики турбулентности потока вдоль этой линии более или менее однородны по координате x , что важно для термодиффузионных измерений, так как уравнение Тейлора (1.1) и соотношения (1.2), (1.3), являющиеся его следствием и использовавшиеся для обработки результатов измерений, справедливы, строго говоря, только для случая однородной турбулентности.

В остальных случаях измерения осуществлялись на оси потоков. При определении коэффициента диффузии по дисперсии тепла $\langle Y^2 \rangle$ в потоках, где D не меняется вдоль течения (например, течение в следе за цилиндром, за перфорированной пластиной), необходимо знать лишь то расстояние Δx , на которое нужно отойти от теплового источника, чтобы выполнялось условие (1.2)

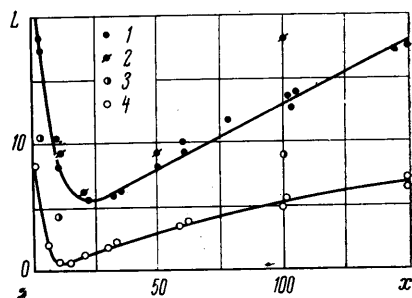
$$d\langle Y^2 \rangle / dx = 2D / U = \text{const}$$

Как показали измерения, для этого необходимо, чтобы $\Delta x > 1.5 \div 2x$, где x — расстояние от теплового источника до объекта, формирующего течение (решетки, цилиндра), этот результат совпадает с выводами работы [10], в которой приводятся результаты измерений D за решеткой.

Значительно сложнее обстоит дело при измерениях $\langle Y^2 \rangle$ в потоках с переменным по x значением D (струя). В этих случаях значение D измерялось весьма приблизительно в предположении, что $d\langle Y^2 \rangle/dx$ соответствует значению $D(x)$ в той точке, где вычислена производная. При измерениях в зоне смещения определялась также величина турбулентной вязкости $\nu_* = -\langle u'v' \rangle / (\partial U / \partial y)$, и правильность измерения D проверялась по соотношению $D = \nu_* / N_{Pr}$, где значение $N_{Pr} = 0.5$. Для иллюстрации поведения $\langle Y^2 \rangle$ в зоне смещения на уровне кромки сопла ее значения представлены на фиг. 1 для различных удалений источника тепла от



Фиг. 1



Фиг. 2

среза сопла x : 1 — $x = 10$ мм, 2 — $x = 30$ мм, 3 — $x = 60$ мм, 4 — $x = 150$ мм, все линейные размеры здесь и в дальнейшем даны в миллиметрах. Значение $d\langle Y^2 \rangle/dx$ совпадает с $2D/U$, начиная с того момента, когда величина $Y = \langle Y^2 \rangle^{1/2}$ делается соизмеримой с характерной шириной зоны смещения. Опыт показал, что указанные значения Y достигались при значениях $\Delta x \leq x$. Хотя точность измерения при этом была не велика ($10 \div 30\%$), она оказалась достаточной для того, чтобы определить связь лагранжевых и эйлеровых масштабов.

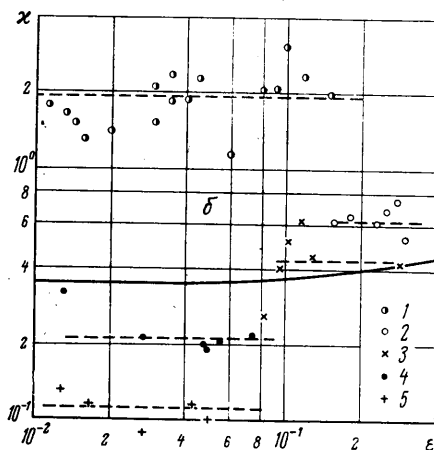
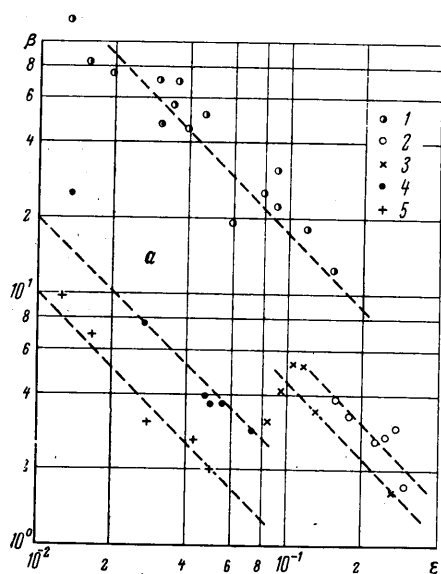
В качестве примера измерения эйлеровых масштабов турбулентности на фиг. 2 представлены данные об изменении пространственных интегральных масштабов $L = T_e U$ вдоль зоны смещения струи на уровне кромки, определенных по продольным (точки 1, 2, 3) и поперечным (точка 4) пульсациям скорости (все величины в мм). Для проверки правильности методики измерения T_e с помощью фильтра низкой частоты (1) продольный масштаб измерялся по спектру (2) и интегрированием автокорреляционной функции (3). Видно, что результаты определения масштабов L_u и L_v сильно различаются, а их зависимости от x носят сложный характер, но, начиная с $x = 25$ мм, значения dL_u/dx и dL_v/dx делаются приблизительно постоянными (0.12 и 0.04 соответственно), этот результат хорошо соответствует данным работ [11, 12]. Резкое увеличение масштабов вблизи $x = 0$ связано с наличием на внутренней поверхности сопла пограничного слоя.

4. Как уже отмечалось, целью работы было сопоставление лагранжевых и эйлеровых характеристик турбулентности. Интенсивность поперечных пульсаций скорости ϵ_e , измеренная термоанемометром с X-образным датчиком (и для контроля — однопиточным датчиком по известной методике [1], когда нить устанавливается под углом к направлению потока), совпала во всех случаях с интенсивностью поперечных пульсаций ϵ_l , измеренной диффузионным методом (т. е. в лагранжевой системе координат). При измерениях ϵ_l использовалось соотношение $\epsilon_l = dY/dx$, причем дисперсия $\langle Y^2 \rangle$ измерялась на небольших расстояниях от нити [1]. Этот результат отмечался и ранее при измерениях в потоках за решетками [13].

В то же время оказалось, что временные и пространственные масштабы поперечных пульсаций скорости, определенные в эйлеровой (термоанемо-

метр) и лагранжевой (диффузионный метод) системах координат существенно различаются между собой.

Обозначим отношение временных лагранжева и эйлера масштабов через $\beta = T_l / T_e$, а отношение соответствующих пространственных масштабов через $\kappa = \Lambda / L_v = (vT_l) / (UT_e)$. Значения β и κ отражают сопоставление масштабов турбулентных пульсаций, измеренных в разных системах координат, поэтому можно предполо-



Фиг. 3 а, б

жить наличие зависимости β и κ от отношения скоростей движения систем координат, т. е. от величины $\epsilon = v / U$. В работе [5] на основании некоторых предположений получена зависимость $\beta(\epsilon)$, которая оказывается универсальной для всех типов течений. В работах [3, 4] приводятся отдельные результаты определения величины β , которая по этим данным имеет приблизительно постоянное значение порядка $2 \div 3$.

На фиг. 3 в логарифмических координатах представлены результаты определения величин β (фиг. 3, а) и κ (фиг. 3, б) в зависимости от ϵ для всех исследованных в данной работе типов течений: 1 — след за цилиндром, 2 — зона смешения и основной участок струи, 3 — приземный слой атмосферы (работа [4]), 4 — за перфорированной пластиной и решеткой из прутьев, 5 — срез сопла и ядро струи, сплошная линия — теоретическая зависимость [5].

Легко заметить, что все точки группируются по типам течений. Обращает на себя внимание постоянство коэффициента κ для каждого типа течения в широком диапазоне изменения $\epsilon = 0.01 \div 0.30$, что в известной степени подтверждает гипотезу Тейлора о «вмороженной турбулентности» не только для малых интенсивностей пульсаций, но и вплоть до $\epsilon = 0.30$, а также для потоков с градиентом скорости.

Таким образом, представление о том, что коэффициент турбулентной диффузии $D = Tlv^2 = \Lambda v = \kappa v L_v$, где κ — константа, хотя и справедливо для конкретного типа течения, но значение κ не универсально и может сильно (в 20 раз) изменяться от одного типа течения к другому.

Подводя итог сопоставления интегральных масштабов поперечных пульсаций скорости, отметим, что данные, представленные на фиг. 3, свидетельствуют об отсутствии единой зависимости величины β и κ от интенсивности пульсаций ϵ , и тем более эта связь не укладывается в рамки универ-

сального коэффициента. Этот факт создает определенные трудности при определении характеристик турбулентного переноса по величинам эйлеровых интегральных масштабов пульсаций, легко определяемых при термоанемометрических измерениях, в связи с чем необходимо обратиться к измерениям других эйлеровых характеристик турбулентности, которые в большей мере могут отражать ее структуру, например микромасштабов пульсаций скорости.

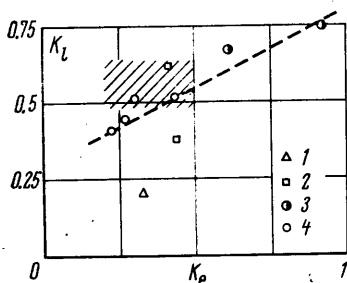
5. Как уже указывалось, в опытах определялась величина временного микромасштаба τ_e (см. (2.4)) и соответствующая линейная величина $\lambda = U\tau_e$; она может быть определена как по продольным λ_u , так и по поперечным λ_v пульсациям скорости. Используя эти данные, можно вычислить параметр $K_e = \lambda/L$, который в определенной мере характеризует относительный вклад в спектр пульсаций различной частоты.

С другой стороны, при диффузионных измерениях определялся масштаб x^* , который является точкой пересечения асимптоты зависимости $\langle Y^2 \rangle$ от x с осью абсцисс. Величина x^* идентична величине соответствующего временного масштаба $t^* (x^* = Ut^*)$, которая согласно (1.1) равна

$$t^* = \left(\int_0^\infty \tau R_l(\tau) d\tau \right) / \left(\int_0^\infty R_l(\tau) d\tau \right)$$

Отсюда сразу следует, что

$$t^* = T_l \int_0^\infty \tau^\circ R_l(\tau^\circ) d\tau^\circ = K_l T_l \quad (5.1)$$



Фиг. 4

где $\tau^\circ = \tau/T_l$. Нетрудно видеть, что величина $K_l = t^*/T_e$ может зависеть от соотношения вкладов в общий спектр высокочастотных и низкочастотных пульсаций. В этом можно убедиться, подставляя в соотношение (5.1) корреляционные функции различного вида. Сопоставим величину K_l , связанную с лагранжевыми характеристиками пульсаций, с отношением $K_e = \lambda_v/L_v$, или, что одно и то же, $K_e = \tau_e/T_e$. На фиг. 4 представлены результаты определения величин K_l и K_e для поперечных пульсаций скорости. Экспериментальные точки на фиг. 4 соответствуют следующим типам течений: 1 — на выходе из сопла, 2 — в невозмущенном ядре струи, 3 — в зоне смешения, 4 — за перфорированной пластиной, штриховкой показаны данные работы [10] для течения за решеткой. Видно, что значения отношения t^*/T_l близки между собой почти для всех исследованных случаев. Исключением являются данные, полученные при измерениях на выходе из сопла, что, по-видимому, является результатом относительно высоких возмущений, которые вносит в поток в этом случае источник тепла, вследствие чего характерная ширина теплового следа на малом удалении от источника интенсивно нарастает и зависимость дисперсии от расстояния более быстро принимает асимптотический характер, что ведет к занижению величины x^* .

Соответствие данных, представленных на фиг. 4, результатам измерений на таких же относительных удалениях от решетки x/M (M — линейный размер решетки), приведенным в работе [10], свидетельствует о правильности проведенных диффузионных измерений. Характер зависимости K_l от K_e говорит о весьма слабом подобии эйлеровых и лагранжевых корреляционных и, соответственно, спектральных функций.

6. Если обратиться к результатам сопоставления интегральных масштабов пульсаций скорости, представленным на фиг. 3, то можно увидеть в соответствии с данными фиг. 4, что большим значениям коэффициентов β и κ соответствуют большие значения параметра K_e . Это позволяет ожидать лучшего согласования результатов определения коэффициента переноса (коэффициента турбулентной диффузии) с величиной микромасштаба λ . Связь такого типа впервые была предложена, по-видимому, Карманом [14]

$$D \sim v^2 \lambda^2 / \nu \quad (6.1)$$

В более общем виде это соотношение используется в работе Таунсенда [15]

$$D = kqL_* / \sqrt{3} \quad (6.2)$$

где L_* — масштаб диссипации, выражающийся через энергию турбулентных пульсаций всех компонент скорости $q^2 = u^2 + v^2 + w^2$ и диссипацию энергии турбулентности на единицу массы E [1, 15]

$$L_* = (q^2)^{3/2} / (3\sqrt{3}E)$$

При изотропной турбулентности соотношения (6.1) и (6.2) эквивалентны и имеют вид

$$D = \frac{k}{30} \frac{u^2 \lambda_u^2}{\nu} = \frac{k}{15} \frac{v^2 \lambda_v^2}{\nu} \quad (6.3)$$

Величина k является экспериментальной константой и может быть вычислена при независимом определении левых и правых частей в соотношениях (6.2) и (6.3).

№	Тип течения	Авторы	k
1	За решеткой	Таунсенд [15]	0.48 ÷ 0.59
2	След за цилиндром	Таунсенд [15]	0.40
3	В трубе	Лауфер [1]	0.43
4	Пограничный слой	Клебанов [1]	0.3 ÷ 0.34
5	Слой смешения	Лауфер, Липман [1]	0.9
6	Слой смешения	Данная работа	0.63 ÷ 1.0
7	Круглая струя $x/d = 20$	»	0.4 ÷ 0.66
8	За перфорированной пластиной	»	0.35 ÷ 0.4

В таблице представлены результаты такого сопоставления как по известным экспериментальным данным, изложенным в работах [1, 15] (строки 1—5 таблицы), так и по результатам измерений, проведенных авторами данной работы (строки 6—8 таблицы).

Отметим, что во всех случаях коэффициент турбулентной диффузии D определялся как скалярная величина, хотя соотношение (6.3) (в отличие от соотношения 6.2) позволяет учесть анизотропию характеристик переноса. При составлении строк 6—8 таблицы использовались оба соотношения (6.3), и, хотя исследованные потоки нельзя было считать изотропными, различие в значениях k было несущественным при использовании результатов измерения как продольных (u'), так и поперечных (v') пульсаций скорости. При составлении же строк 1—5, хотя и использовалось соотношение (6.2), учет анизотропии потока является несколько условным, поскольку отсутствуют результаты измерений необходимого комплекса параметров, определяющих величину E .

Таблица показывает, что коэффициент k зависит от типа течения в значительно меньшей степени, чем коэффициент κ . Для большинства типов течения (исключая лишь слой смешения) отличие k от значения 0.45 не превышает 20—30%. Отметим, что соотношение (6.3) при существенной анизотропии течения, по-видимому, следует рассматривать в соответствующей этому случаю форме. Так, результаты измерений в ядре струи, где наблюдались анизотропия и периодичность пульсаций, не могли быть обобщены в рамках скалярного представления коэффициента турбулентной диффузии по формуле (6.2).

Авторы благодарят Г. Б. Краюшкину, принимавшую участие в проведении экспериментов, и выражают искреннюю признательность В. Р. Кузнецову и О. В. Яковлевскому за внимание к работе и участие в обсуждении ее результатов.

Поступило 17 IV 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Хинце И. О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
2. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности, ч. 1. М., «Наука», 1965.
3. Baldwin L. M., Mickelsen W. R. Turbulent diffusion and anemometer measurements. J. Engng. Mech. Div. Proc. Amer. Soc. Civil. Enges., 1962, vol. 88, No. 1.
4. Хэй Дж. С., Пасквилл Ф. Диффузия от непрерывного источника в зависимости от спектра и масштаба турбулентности. Сб. «Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
5. Philip J. R. Relation between eulerian and lagrangian statistics. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 9, pt 2.
6. Kraichnan R. H. Relation between lagrangian and eulerian correlation times of a turbulent velocity field. Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No. 1.
7. Трубочиков Б. Я. Тепловой метод измерения турбулентности в аэродинамических трубах. Тр. ЦАГИ, 1938, вып. 372.
8. Saffman P. G. On the effect of the molecular diffusivity in turbulent diffusion. J. Fluid Mech., 1960, vol. 8, No. 2.
9. Townsend A. A. The measurement of double and triple correlation derivatives in isotropic turbulence. Proc. Camb. Philos. Soc., 1947, vol. 43, pt 4.
10. Townsend A. A. The diffusion behind a line source in homogeneous turbulence. Proc. Roy. Soc., 1954, vol. A 224, No. 1159.
11. Davies P. O. A. L., Fisher M. J., Barratt M. J. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. J. Fluid Mech., 1963, vol. 15, pt 3.
12. Laurence J. C. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. NACA Report, 1292, 1956.
13. Baines W. D., Peterson E. G. An investigation of flow through screens. Trans. ASME, 1951, vol. 73, No. 5.
14. Karman Th. The fundamentals of the statistical theory of turbulence. JAS, 1937, vol. 4, No. 4.
15. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.