

ЛИТЕРАТУРА

1. Крайко А. Н., Стернин Л. Е. К теории течений двухскоростной сплошной среды с твердыми или жидкими частицами. — ПММ, 1965, т. 29, № 3.
2. Иорданский С. В., Куликовский А. Г. О движении жидкости, содержащей мелкие частицы. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 4.
3. Клебанов Л. А., Крошилин А. Е. и др. О гиперболичности, устойчивости и корректности задачи Коши для системы уравнений двухскоростного течения двухфазных сред. — ПММ, 1982, т. 46, № 1.
4. Воинов О. В., Петров А. Г. Устойчивость относительного движения фаз в течениях двухфазных сред. — ПМТФ, 1982, № 1.
5. Рахматулин Х. А. Основы газодинамики взаимнопроникающих движений сжимаемых сред. — ПММ, 1956, т. 20, № 2.
6. Крайко А. И. О корректности задачи Коши для двухжидкостной модели течения смеси газа с частицами. — ПММ, 1982, т. 46, вып. 3.
7. Воинов О. В. О силе, действующей на сферу в неоднородном потоке идеальной несжимаемой жидкости. — ПМТФ, 1973, № 4.
8. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
9. Panton R. Flow properties for the continuum viewpoint of a nonequilibrium gas-particle mixture. — J. Fluid Mech., 1968, vol. 31, pt 2. Рус. пер. — Сб. пер. Механика, 1969, № 1.

УДК 532.517.4; 532.525.2

ИЗМЕРЕНИЕ УСЛОВНО ОСРЕДНЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПЛОСКОМ СЛЕДЕ ЗА ЦИЛИНДРОМ

А. А. Прасковский

(Москва)

В настоящее время активно развиваются методы описания турбулентных течений на основе уравнений для плотностей распределения вероятностей (ПРВ) пульсаций скорости и концентрации [1, 2]. Такой подход к изучению турбулентности является особенно плодотворным при анализе течений с химическими реакциями. При замыкании уравнений для ПРВ принимаются некоторые гипотезы физического характера, требующие экспериментальной проверки. В частности, при замыкании уравнения для ПРВ пульсаций скорости потока в [1] на основании теории А. Н. Колмогорова — А. М. Обухова [3] высказана гипотеза о том, что в турбулентной жидкости диссипация энергии турбулентности, измеренная при фиксированном значении скорости, не зависит от этого значения. Справедливость этой гипотезы подтверждена результатами измерений дисперсии производной продольной составляющей скорости потока в плоскости симметрии следа за круговым цилиндром, где течение является полностью турбулентным [4].

Цель данной работы — проверить высказанную в [1] гипотезу в тех областях турбулентного течения, где коэффициент перемежаемости отличен от единицы, причем для оценки диссипации энергии турбулентности используются результаты измерений дисперсии производной по времени продольной составляющей скорости. В процессе измерений получен ряд других условно осредненных характеристик турбулентности потока, которые представляют самостоятельный интерес, некоторые из них также представлены в данной работе.

1. Измерения проводились в плоском следе за круговым цилиндром диаметром $d = 36$ мм на относительном расстоянии от цилиндра $x/d = 38,6$. Цилиндр устанавливался на срезе сопла диаметром 1200 мм в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью, степень турбулентности набегающего потока в отсутствие цилиндра составляла 0,4% на срезе сопла и 0,6% в сечении измерений. Опыты проводились при скорости потока $U_0 = 5,24$ м/с, что соответствовало значению числа Рейнольдса $Re = U_0 d / \nu = 1,26 \cdot 10^4$, где ν — кинематический коэффициент вязкости. Для измерения продольных составляющих средней скорости U и пульсаций скорости $u(t)$, где t — время, использовался термоанемометр постоянной температуры 55A01 фирмы «DISA» с датчиком 55A22 с проволокой из платинированного вольфрама диаметром 5 мкм и длиной 1 мм. Выходной сигнал термоанемометра записывался на измерительный ЧМ магнитограф «MR 800A Labcorder» в диапазоне частот 0—5 кГц, продолжительность кадра записи составляла 45 с. Записанные реализации пропускались через фильтры с крутизной характеристики 48 дБ/окта-

ву и значениями нижней и верхней граничных частот $f_n = 1$ Гц, $f_v = 800$ Гц соответственно, а затем при частоте опроса аналого-цифрового преобразователя $f_0 = 5$ кГц вводились в ЭЦВМ, где вычислялись их статистические характеристики. Ограничение частотного диапазона пульсаций в области высоких частот позволило обеспечить отношение уровней исследованных сигналов к уровню фона аппаратуры 39—43 дБ, однако привело к занижению полученных в опытах значений дисперсии производной скорости (количественные оценки приведены ниже). Необходимость фильтрации в области высоких частот обусловлена тем, что фон аппаратуры имеет практически равномерный энергетический спектр (типа белого шума), а энергетический спектр пульсаций скорости с увеличением частоты резко падает. Поэтому всегда имеется некоторая частота, в данном эксперименте примерно равная 2 кГц, при которой спектральные плотности сигнала и фона сравниваются и выше которой фон превышает сигнал. При частоте 800 Гц уровень сигнала на порядок превосходит уровень фона, что и определило выбор граничной частоты фильтра. Следует отметить, что в проведенных опытах основным источником фона был магнитограф, собственный динамический диапазон которого при $f_v = 5$ кГц составлял примерно 37 дБ.

Методика вычисления безусловно осредненных моментов и ПРВ случайных процессов достаточно хорошо известна (см., например, [5]), и останавливаться на ней нет необходимости. Для вычисления характеристик турбулентности, осредненных по турбулентной жидкости, как известно [6], вводится функция перемежаемости $I(t)$, равная единице в моменты времени, когда в точке наблюдения находится турбулентная жидкость, и нулю, когда — нетурбулентная. Тогда значение осредненного по турбулентной жидкости, например, момента n -го порядка пульсаций скорости вычисляется по соотношению [6]

$$\langle u^n(t) \rangle_t = \langle u^n(t) I(t) \rangle / \gamma_I,$$

где $\gamma_I = \langle I(t) \rangle$ — коэффициент перемежаемости, полученный осреднением функции перемежаемости; индекс t означает, что осреднение проведено по турбулентной жидкости, скобки $\langle \rangle$ — осреднение по времени t .

Алгоритм определения функции перемежаемости достаточно хорошо разработан (см., например, [7]). Для измерения $I(t)$ прежде всего выбирается так называемая детекторная функция $\varphi(t) \geq 0$, непосредственно связанная с пульсациями завихренности потока. (Напомним, что турбулентная жидкость отличается от нетурбулентной именно наличием пульсаций завихренности, так как пульсации скорости имеются и в нетурбулентной жидкости.) При измерениях однониточным датчиком в качестве $\varphi(t)$ обычно используются функции $|\partial u / \partial t|$, $|\partial^2 u / \partial t^2|$ и т. п. (см. [7]). Далее принимается, что $I(t) = 1$ при $\varphi(t) \geq H$ и $I(t) = 0$ при $\varphi(t) < H$, где H — некоторым образом выбранное пороговое значение. Однако из-за пульсаций детекторной функции при любом пороговом уровне условие $\varphi(t) < H$ выполняется в течение коротких интервалов времени даже внутри турбулентной жидкости, что приводит к появлению «паразитных» нулей (т. е. значений $I(t) = 0$ внутри турбулентной жидкости) в функции перемежаемости. Для исключения «паразитных» нулей в $I(t)$ перед сравнением с пороговым уровнем детекторная функция пропускается через сглаживающий (интегрирующий) фильтр с граничной частотой f_ϕ . Этот процесс не следует отождествлять с фильтрацией в области высоких частот пульсационной скорости u или ее производной $\partial u / \partial t$. Смысл сглаживания положительно определенной детекторной функции состоит в удержании сигнала $\varphi(t)$ над пороговым уровнем H в течение характерного времени порядка $1/2\pi f_\phi$ внутри турбулентной жидкости.

Имеется большое количество работ, в которых рассмотрены различные аспекты методики измерения функции перемежаемости (см., например, [7, 8]), однако единая точка зрения в вопросах выбора детекторной функции, граничной частоты сглаживающего фильтра и порогового уровня до настоящего времени не выработана. Это связано прежде всего

с тем, что при конечных значениях числа Рейнольдса нет резкой границы между турбулентной и нетурбулентной жидкостями. Поэтому при измерении функции перемежаемости всегда имеется некоторый произвол, причем погрешность измерения коэффициента перемежаемости по порядку составляет $Re_L^{-1/4}$ (см. [1, 4]), где $Re_L = u'L/\nu$ — число Рейнольдса турбулентности, $u' = \sqrt{\langle u'^2(t) \rangle}$ — среднеквадратичный уровень пульсаций, L — интегральный масштаб. Для обоснованного выбора параметров $\varphi(t)$, f_Φ и H в условиях проведенного эксперимента в четырех точках сечения, в которых значения коэффициента перемежаемости γ_e , определенные по эксцессу производной пульсаций скорости [6], составляли $\gamma_e = 1; 0,698; 0,335; 0,0706$, были рассмотрены детекторные функции $\varphi(t) = |u|, |\partial u/\partial t|, |\partial^2 u/\partial t^2|, (\partial u/\partial t)^2, (\partial^2 u/\partial t^2)^2$. Для каждой из этих функций при различных значениях f_Φ определялись зависимости $\gamma_I(H)$. Анализ полученных зависимостей позволил выявить функцию $\varphi(t)$ и граничную частоту сглаживающего фильтра f_Φ , для которых функции $\gamma_I(H)$ сравнительно слабо зависят от порогового уровня при $\gamma_I(H) \approx \gamma_e$. Опыты показали, что из рассмотренных детекторных функций этому условию лучше всего отвечает функция $\varphi(t) = |\partial u/\partial t|$ при значении $f_\Phi = 0,23 [\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle / \langle u'^2 \rangle]^{1/2}$. При этом диапазон значений порогового уровня, для которого $\gamma_I(H) \approx \gamma_e$, составлял $H = (0,25-0,32) \langle |\partial u/\partial t| \rangle / \gamma_e$. Вообще говоря, величину f_Φ следует связывать с характерной частотой $[\langle (\partial^2 u/\partial t^2)^2 \rangle / \langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle]^{1/2}$, а не с $[\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle / \langle u'^2 \rangle]^{1/2}$, так как именно первая определяет среднее число нулей функции $|\partial u/\partial t|$ в единицу времени [9], однако можно ожидать, что при умеренных числах Рейнольдса эти характерные частоты одного порядка, что подтверждается проведенными измерениями. Для вычисления функции перемежаемости в данной работе окончательно принималось $\varphi(t) = |\partial u/\partial t|$, $f_\Phi = 0,23 [\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle / \langle u'^2 \rangle]^{1/2}$ (что составляло примерно 140 Гц), $H = 0,28 \langle |\partial u/\partial t| \rangle / \gamma_e$.

При оценке диссипации энергии турбулентности принималась гипотеза Тейлора $\partial u/\partial x = (1/U)\partial u/\partial t$, которая хорошо применима для течения типа следа. Определенная в проведенных опытах дисперсия производной пульсаций скорости $\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle$ однозначно связана с диссипацией энергии только в случае изотропной турбулентности. Хотя турбулентность в следе за цилиндром не является изотропной, величину $\langle \varepsilon \rangle = 15\nu \langle (\partial u/\partial x)^2 \rangle$ можно рассматривать как приближенную оценку диссипации энергии турбулентности. Для вычисления условного среднего значения дисперсии производной $\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_{u_*}$ при заданном уровне пульсационной скорости $u(t) = u_*$ строилась индикаторная функция $\delta(t)$, равная единице, когда $u_* - \Delta u \leq u(t) \leq u_* + \Delta u$, и нулю в остальные моменты времени, тогда

$$\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_{u_*} = \frac{\langle (\partial u/\partial t)^2 \delta(t) \rangle}{\langle \delta(t) \rangle}.$$

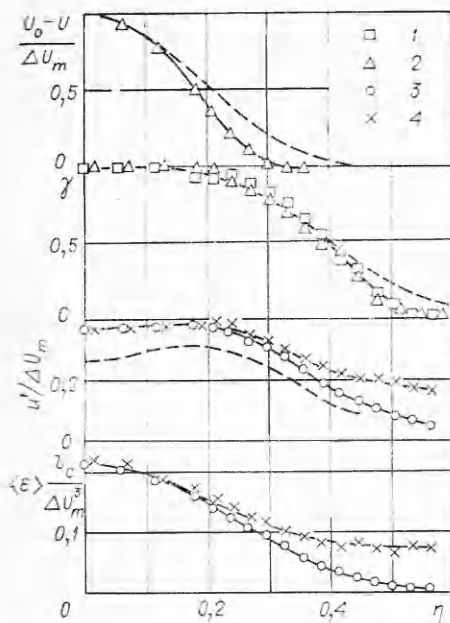
Условное среднее значение дисперсии производной скорости при заданном уровне скорости в турбулентной жидкости вычислялось по соотношению

$$\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_{u_*,t} = \frac{\langle (\partial u/\partial t)^2 \delta(t) I(t) \rangle}{\langle \delta(t) I(t) \rangle}.$$

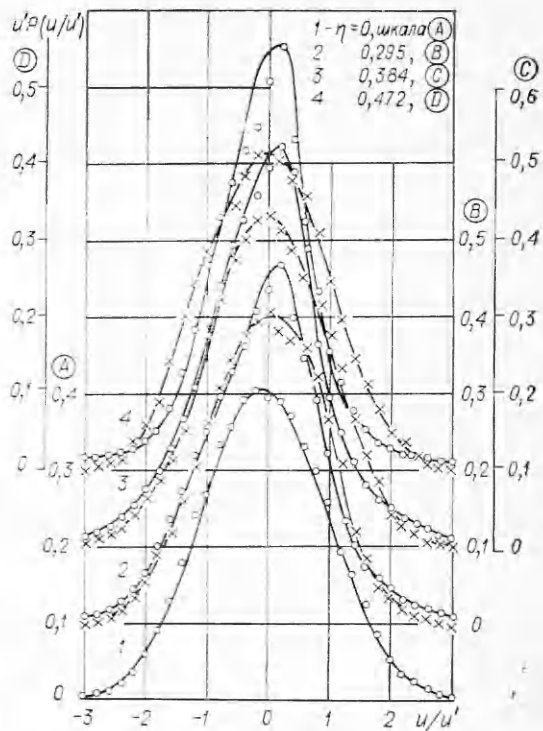
В проведенных опытах величина Δu принималась равной $\Delta u = 0,05 u'$.

2. Известно [6], что плоский след за круговым цилиндром можно считать приближенно автомодельным при $x/d > 100$, а полная автомодельность наступает при $x/d > 1000$. Характеристики течения при $x/d = 38,6$ не являются автомодельными, тем не менее для представления результатов измерений удобно воспользоваться автомодельной переменной $\eta = y/l_c$, где y — расстояние от плоскости симметрии следа, $l_c = \sqrt{(x-x_0)d}$ — эффективная ширина, $x_0 = -50d$ — виртуальное начало следа, выбранное в соответствии с [10].

Результаты измерений профиля осредненной скорости потока приведены на фиг. 1, где $\Delta U_m = U_0 - U(\eta = 0)$ — максимальный дефект ско-



Ф и г. 1



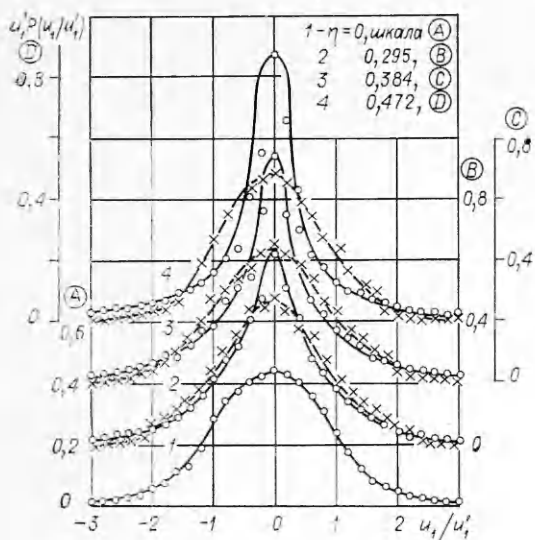
Ф и г. 2

рости, в данном опыте составивший 1,16 м/с, штриховая кривая — заимствованный из [6] автомодельный профиль, полученный при $x/d = 500-950$, $Re = 1360$. Видно, что по функциональному виду профиль осредненной скорости уже при $x/d = 38,6$ достаточно близок к автомодельному и соответствующим изменением виртуального начала x_0 представленные профили можно привести в хорошее количественное соответствие. Этот результат качественно согласуется с данными [6, 10] и подтверждает, что характеристики осредненного движения быстрее приближаются к автомодельному виду, чем параметры пульсационного движения.

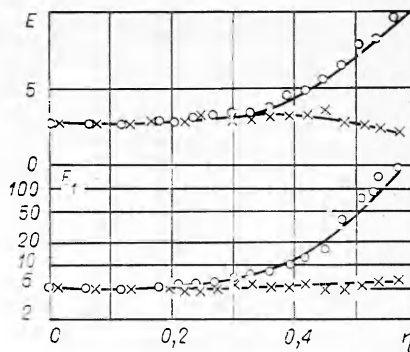
На фиг. 1 приведены результаты измерений коэффициента перемежаемости двумя методами: осреднением функции перемежаемости $\gamma_I = \langle I(t) \rangle$ (точки 1) и по коэффициенту эксцесса производной пульсаций скорости $\gamma_e = E_1(\eta = 0)/E_1$ (точки 2), где $E_1 = \langle (\partial u / \partial t)^4 \rangle / [\langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle]^2$, а также заимствованный из [6] профиль $\gamma(\eta)$, полученный двумя указанными методами при $x/d = 160$, $Re = 6600$ (штриховая кривая). Видно, что при $x/d = 38,6$ относительная ширина зоны, в которой происходит вовлечение нетурбулентной жидкости в турбулентное движение (т. е. $\gamma > 0$), меньше, чем на автомодельном участке следа. Хорошее соответствие измеренных значений γ_I и γ_e позволяет надеяться, что функция перемежаемости $I(t)$ по описанной в п. 1 методике измеряется достаточно надежно и ее можно использовать для определения условно осредненных характеристик пульсаций скорости по турбулентной жидкости.

Некоторые результаты таких измерений представлены на фиг. 1—4, на которых безусловно осредненные характеристики нанесены кружками, а осредненные по турбулентной жидкости — крестиками.

Безусловно осредненная относительная интенсивность пульсаций скорости $u' / \Delta U_m$ при $x/d = 38,6$ существенно выше, чем на автомодельном участке следа (штриховая линия — данные при $x/d = 500-950$, $Re = 1360$ [6]). Следует отметить, что среднеквадратичный уровень u' и диссипация энергии турбулентности $\langle \epsilon \rangle$ (см. фиг. 1), осредненные по турбулентной жидкости, изменяются по сечению намного слабее, чем соот-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ветствующие безусловно осредненные характеристики. Представленные данные подтверждают вывод, сделанный в [6] на основании результатов измерений и качественных физических соображений, что интенсивность

и диссипация энергии турбулентности почти одинаковы во всех точках сечения, достаточно удаленных от границы турбулентного течения, и в целом не очень сильно изменяются по сечению при осреднении по турбулентной жидкости. Можно убедиться, что полученные в опытах значения безусловно осредненной и осредненной по турбулентной жидкости дисперсии производной скорости удовлетворяют соотношению $\langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle \approx \approx \gamma_I \langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle_t$ [6], что подтверждает правильность методики проведенных измерений.

Рассмотрим погрешность измерения дисперсии производной скорости, связанную с ограниченностью частотного диапазона пульсаций в области высоких частот. Определенные в опытах по безусловно осредненному энергетическим спектрам значения продольного линейного интегрального масштаба L оказались практически постоянными при $0 \leq \eta \leq \leq 0,47$. При $\eta = 0$ интегральный масштаб получился равным $L/l_c = = 0,113$ (на автомодельном участке следа $L/l_c \approx 0,2$ [6]), что соответствует значению $Re_L = 1,13 \cdot 10^3$. Нетрудно оценить, что константа диссипации $\alpha = 10\nu L \langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle / (u'^3 U^2)$ при $\eta = 0$ (т. е. в области полностью турбулентного течения) получается равной 0,296. Вместе с тем обработка приведенных в [11] результатов измерений характеристик турбулентности за решетками показывает, что при $Re_L = 1,5 \cdot 10^3 - 1,3 \cdot 10^4$ константа диссипации составляет $\alpha \approx 0,42 - 0,45$ и несколько возрастает при уменьшении Re_L [12]. Следовательно, ограничение частотного диапазона пульсаций уровнем $f_B = 800$ Гц в условиях проведенного опыта приводит к занижению значений дисперсии производной скорости примерно на 30—35%.

Во всех рассмотренных точках были вычислены безусловно осредненные и осредненные по турбулентной жидкости нормированные ПРВ пульсационной скорости $u' P(u/u')$ и ее производной $u'_1 P(u'_1/u'_1)$, где $u_1 = \partial u / \partial t$, $u'_1 = \sqrt{\langle u_1^2 \rangle}$. Осредненные по турбулентной жидкости ПРВ пульсаций скорости вычислялись в виде $u'_t P(u_t/u'_t)$, где $u_t = u - \langle u \rangle_t$, так как $\langle u \rangle_t < 0$ (см., например, [13]). В качестве иллюстрации на фиг. 2, 3 представлены ПРВ пульсационной скорости потока и ее производной по времени в четырех точках исследованного сечения. Опытные данные показывают, что при уменьшении значения коэффициента перемежаемости различия между безусловно осредненными и осредненными по турбулентной жидкости ПРВ резко увеличиваются. Условно осредненные ПРВ практически не изменяются при уменьшении γ (при $\eta = 0,472$ $\gamma \approx 0,15$),

т. е. внутри турбулентной жидкости структура пульсаций практически не изменяется по сечению. Безусловно осредненные ПРВ при уменьшении коэффициента перемежаемости приобретают все более островершинный вид, особенно ярко проявляющийся на функции $u_1'P(u_1/u_1')$ (см. также [13]). Это естественный результат, так как на границе следа чередуются области турбулентного течения, где интенсивности пульсаций скорости и их производных достаточно велики, с областями нетурбулентного течения, где пульсации скорости имеют низкий уровень, а пульсации производной $\partial u/\partial t$ исчезающе малы. Особенно наглядно различие безусловных и осредненных по турбулентной жидкости ПРВ при $\gamma < 1$ иллюстрируют приведенные на фиг. 4 результаты измерений коэффициентов эксцесса пульсационной скорости $E = \langle u^4 \rangle / (\langle u^2 \rangle)^2$ и ее производной $E_1 = \langle u_1^4 \rangle / (\langle u_1^2 \rangle)^2$, которые показывают, что при $\eta = 0,561$ ($\gamma \approx 0,027$) безусловно осредненные коэффициенты E и E_1 достигают значений 9,89 и 197 соответственно. Значения тех же величин, полученные осреднением по турбулентной жидкости, практически не изменяются по сечению и составляют соответственно $E_t \approx 3$, $E_{1,t} \approx 5$.

Теоретически наличие областей нетурбулентной жидкости должно приводить к появлению на безусловно осредненных ПРВ острых пиков, особенно резких на ПРВ производной пульсаций, в то время как приведенные на фиг. 2, 3 зависимости имеют вблизи центра достаточно широкие гладкие максимумы. В [4] указано две причины этого сглаживания: неточность измерений и влияние молекулярного переноса. Неточность измерений обусловлена тем, что при вычислении ПРВ использовались конечные значения интервалов $\delta u = 0,2u'$ и $\delta u_1 = 0,2u_1'$, внутри которых функции $u'P(u/u')$ и $u_1'P(u_1/u_1')$ осреднялись. Влияние молекулярного переноса имеет принципиальный характер [1]. Дело в том, что резкая граница между турбулентной и нетурбулентной жидкостями имеется только при бесконечно большом числе Рейнольдса. При конечных значениях Re перенос импульса за счет молекулярной вязкости приводит к появлению между турбулентной и нетурбулентной жидкостями переходного слоя конечной толщины, в котором имеются пульсации завихренности.

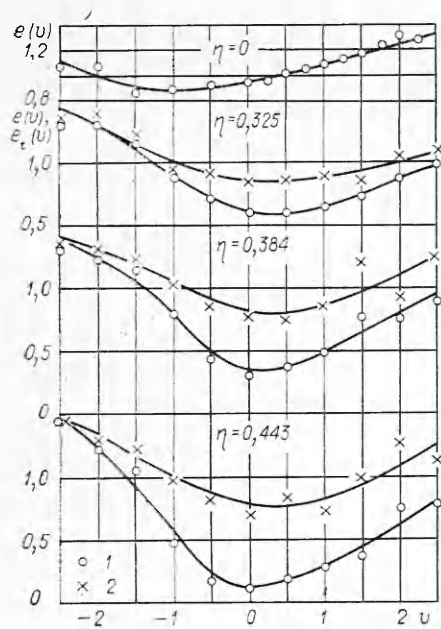
Следует отметить, что осредненный по турбулентной жидкости коэффициент эксцесса производной пульсации скорости составляет примерно $E_{1,t} \approx 5$ (см. фиг. 4), следовательно, ПРВ $u_{1,t}'P(u_{1,t}/u_{1,t}')$ существенно отличается от нормальной. Этот результат подтверждает высказанные в [3] соображения о том, что коэффициент эксцесса производной пульсационной скорости должен превышать соответствующее нормальному закону значение 3 из-за перемежаемости мелкомасштабных составляющих пульсаций, которая проявляется даже в турбулентной жидкости.

3. Измерения условных средних значений дисперсии производной скорости при фиксированном уровне пульсационной скорости $u(t) = u_*$ были проведены в четырех точках сечения при $\eta = 0; 0,325; 0,384; 0,443$ ($\gamma_I = 0,996; 0,756; 0,540; 0,303$ соответственно). Результаты измерений представлены на фиг. 5 в безразмерном виде

$$e(v) = \frac{\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_v}{\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_t}, \quad e_t(v) = \frac{\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_{v,t}}{\langle (\partial u/\partial t)^2 \rangle_t}, \quad v = \ddot{u}_*/\ddot{u}'$$

($e(v)$ — точки 1, $e_t(v)$ — точки 2).

При $\eta = 0$ функции $e(v)$ и $e_t(v)$ совпадают, так как $\gamma_I \approx 1$. В плоскости симметрии следа условно осредненная дисперсия производной $e(v)$ изменяется примерно на $\pm 20\%$ при изменении уровня v в диапазоне $-2,5$ — $+2,5$. Отметим, что в проведенных опытах из-за ограниченности выборки относительная статистическая погрешность измерения $e(v)$ достигла 25% при $|v| = 2,5$. С учетом этого обстоятельства можно считать, что результаты измерения условно осредненной дисперсии производной скорости в плоскости симметрии следа подтверждают гипотезу о независи-



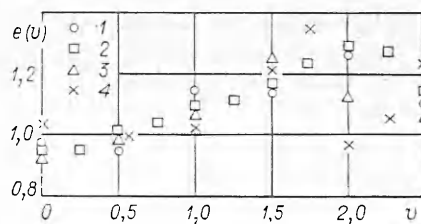
Ф и г. 5

$e(v)$ слабо зависит от v [14], не соответствует действительности при $\gamma < 1$. Дисперсия производной $e_t(v)$, вычисленная по турбулентной жидкости, во всех рассмотренных точках изменяется значительно слабее, чем $e(v)$. При $\eta = 0,443$ ($\gamma_T = 0,303$) величина $e_t(v)$ возрастает примерно в 2 раза при изменении уровня $|v|$ от 0 до 2,5, однако при замыкании уравнения для ПРВ пульсаций скорости этим изменением, по-видимому, можно пренебречь. Представленные на фиг. 5 данные показывают, что выдвинутая в [1] гипотеза о независимости условно осредненной диссипации энергии турбулентности от уровня осреднения в турбулентной жидкости приближенно выполняется при $0,3 \leq \gamma \leq 1$.

Следует обратить внимание, что функции $e(v)$ и $e_t(v)$ при больших уровнях практически совпадают. Это объясняется тем, что интенсивность пульсаций скорости в нетурбулентной жидкости существенно ниже, чем в турбулентной, поэтому функция $e(v)$ при больших $|v|$ практически полностью определяется дисперсией производной скорости в турбулентной жидкости. Несимметричный характер зависимостей $e(v)$ и $e_t(v)$ относительно оси $v = 0$ связан с асимметрией безусловно осредненных ПРВ пульсаций скорости (см. фиг. 2).

Выше указывалось, что в проведенных опытах при верхней границе анализируемых частот $f_B = 800$ Гц значение дисперсии производной $\langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle$ занижено. Отметим, что в [4] относительный частотный диапазон аппаратуры был примерно в 2 раза меньше, чем в данных опытах. Поэтому необходимо рассмотреть вопрос о влиянии ограниченности верхнего предела частотного диапазона на результаты измерений функции $e(v)$. Для этого записанная на магнитограф реализация, соответствующая $\eta = 0$, была дополнительно обработана при $f_B = 100; 315$ и 2000 Гц с частотами опроса $f_0 = 0,5; 2$ и 10 кГц соответственно. Отношение уровня полезного сигнала к уровню фона аппаратуры при $f_B = 2$ кГц составляло 37 дБ. Константа диссипации α при $f_B = 2$ кГц равнялась 0,453, что хорошо согласуется с данными [11]. (Непосредственные измерения спектра производной скорости подтвердили, что частота Колмогорова в проведенных опытах составляет примерно 2 кГц).

Результаты измерений условно осредненной дисперсии производной скорости $e(v)$ при различных значениях верхней граничной частоты приведены на фиг. 6, где точки 1 — $f_B = 2$ кГц, 2 — 800 Гц, 3 — 315 Гц, 4 — 100 Гц. Видно, что функциональный вид зависимости $e(v)$ при $0 \leq$



Ф и г. 6

мости величины $\langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle_v$ от уровня v в полностью турбулентном течении и хорошо согласуются с опытными данными [4].

При $\gamma < 1$ функция $e(v)$ монотонно возрастает при увеличении уровня $|v|$. Это естественный результат, так как при малых значениях $|v|$ величина $\langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle_v$ уменьшается за счет попадания в рассматриваемую точку нетурбулентной жидкости, где пульсации производной $\partial u / \partial t$ пренебрежимо малы. Поэтому принимаемое иногда допущение о том, что

$\leq v \leq 2,5$ практически не изменяется при $100 \text{ Гц} \leq f_v \leq 2 \text{ кГц}$ (что соответствует диапазону $5,91 \leq 2\pi f_v L/U \leq 118$). Это подтверждает достоверность представленных в [4] и в данной работе результатов и справедливость сделанных на их основе выводов.

Поступила 30 IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Перемежаемость и распределения вероятностей скорости в турбулентных потоках. — Усп. механики, 1981, т. 4, № 3.
2. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Перемежаемость и распределения вероятностей концентрации в турбулентных потоках. — Усп. механики, 1981, т. 4, № 2.
3. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. II. М.: Наука, 1967.
4. Кузнецов В. Р., Расщупкин В. И. Распределение вероятностей и условное осреднение в турбулентных потоках. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6.
5. Бендат Д., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974.
6. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: ИЛ, 1959.
7. Hedley T. B., Keffer J. F. Turbulent/non-turbulent decisions in an intermittent flow. — J. Fluid Mech., 1974, vol. 64, pt 4.
8. La Rue J. C. Detection of the turbulent-nonturbulent interface in slightly heated turbulent shear flows. — Phys. Fluids, 1974, vol. 17, N 8.
9. Тихонов В. И. Выборы случайных процессов. М.: Наука, 1970.
10. Freymuth P., Uberoi M. S. Structure of temperature fluctuations in the turbulent wake behind a heated cylinder. — Phys. Fluids, 1971, vol. 14, N 12.
11. Kistler A. L., Vrebalovich T. Grid turbulence of large Reynolds numbers. — J. Fluid Mech., 1966, vol. 26, pt 1.
12. Бэтчелор Д. К. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1955.
13. Thomas R. M. Conditional sampling and other measurements in a plane turbulent wake. — J. Fluid Mech., 1973, vol. 57, pt 3.
14. Кузнецов В. Р. О плотности вероятности скоростей в двух точках однородного изотропного турбулентного потока. — ПММ, 1967, т. 31, вып. 6.

УДК 532.526.011.56

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОГО ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА ПРИ СИЛЬНОМ ВДУВЕ В ОКРЕСТНОСТИ ЗАТУПЛЕНИЯ

Ю. Н. Ермак

(Москва)

Введение. Одним из эффективных способов теплозащиты гиперзвукового летательного аппарата является использование сильного вдува. Исследованию проблем газовой динамики, возникающих при этом, посвящен целый ряд работ (например, [1—4]). В этих работах найдены асимптотические решения уравнений Навье — Стокса в окрестности затупления при условии, что $M_\infty \gg 1$, $(\rho_\infty/\rho_1) \ll 1$, $Re_1 \gg 1$, $(v_w/u_\infty) \gg 1/\sqrt{Re_1}$, где M_∞ — число Маха набегающего потока, u_∞ — скорость набегающего потока, ρ_∞ — плотность набегающего потока, ρ_1 — плотность газа за ударной волной, Re_1 — число Рейнольдса, рассчитанное по скорости и плотности набегающего потока, радиусу затупления и коэффициенту вязкости при температуре торможения, v_w — скорость вдува на поверхности тела. Кроме того, в [4] представлена классификация режимов течения, возможных при обтекании затупленных тел пространственным гиперзвуковым потоком вязкого газа. Течение газа предполагается ламинарным.

В данной работе исследуется задача о поглощении газа, вдуваемого в окрестности малого затупления, пограничным слоем на боковой поверхности конуса. Рассматривается ламинарное обтекание затупленного конуса гиперзвуковым потоком вязкого газа. В окрестности затупления конуса газ вдувается таким образом, что пограничный слой оттесняется от поверхности и становится слоем смещения, толщина которого много меньше толщины вдуваемого газа. В свою очередь, толщина слоя вдува много меньше толщины ударного слоя, и течение в нем описывается уравнениями невязкого пограничного слоя. Слой вдува остается невязким на некотором расстоянии вниз по потоку и на боковой поверхности конуса, где вдув прекращен. Однако затем этот слой газа поглощается пограничным слоем на поверхности тела и слоем смещения на контактной границе с горячим газом за ударной волной.