

3. Миллионщиков М. Д. К теории однородной изотропной турбулентности. Докл. АН СССР, 1944, т. 32, № 9.
4. U b e r o i M. S. Quadruple velocity correlations and pressure fluctuations in isotropic turbulence. J. Aeronaut. Sci., 1953, vol. 20, No. 3.
5. P r o u d m a n I., R e i d W. H. On the decay of a normally distributed and homogeneous turbulent velocity field. Philos. Trans. Roy. Soc., 1954, A 247, No. 926.
6. T a t s u m i T. The theory of decay process of incompressible isotropic turbulence. Proc. Roy. Soc., 1957, A 239, No. 1216.
7. O g u r a Y. A consequence of the zero — fourth — cumulant approximation in the decay of isotropic turbulence. J. Fluid Mech., 1963, vol. 16, No. 1.
8. Вступительная речь вице-президента Академии наук СССР академика М. Д. Миллионщикова на открытии симпозиума по проблемам турбулентных течений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
9. H u a n g Y o n g - n i a n. The triple velocity correlation of homogeneous isotropic turbulence in the final period of decay. Acta Mech. sinica, 1965, vol. 8, No. 2.
10. Т а у н с е н д А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
11. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. М., «Сов. радио», 1961.
12. O g u r a Y. Energy Transfer in an isotropic turbulent flow. J. Geophys. Res., 1962, vol. 67, No. 8.

## ИЗМЕРЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЯХ

Ю. Г. БЛЮДЗЕ, О. Н. ДОКУЧАЕВ

(Ленинград)

Известно значительное число обстоятельных экспериментальных работ по исследованию пульсационного давления на стенке под турбулентным пограничным слоем [1-3]. Однако до настоящего времени нет единого мнения о том, каким образом нормировать спектры мощности и вносить поправку на размер датчика давления в результаты измерений, какова зависимость характеристик пульсационного давления от координат точек поверхности; неизвестно влияние на эти характеристики продольного градиента среднего давления. Цель данной работы — по возможности уточнить вид характеристик пульсаций давления в развитом турбулентном слое с нулевым продольным градиентом среднего давления, а также исследовать пульсационное давление в приближенно автомодельных пограничных слоях с положительным градиентом среднего давления и распределением скорости свободного потока на внешней границе вида  $U_1 \sim x_1^{-a}$  ( $0 < a < 1/3$ ), где  $x_1$  — продольная координата. Выбор в качестве объекта исследования именно таких пограничных слоев обусловлен тем, что согласно монографии [9] при достаточно больших числах Рейнольдса эти течения будут автомодельными в большей своей части, за исключением очень тонкой области, непосредственно примыкающей к твердой поверхности. Таким образом, существует принципиальная возможность с помощью соответствующих масштабов скорости  $v$  и длины  $l$ , зависящих только от продольной координаты  $x_1$ , представить безразмерные характеристики исследуемых пограничных слоев в виде функции только одной безразмерной координаты  $x_2/l$ , нормальной к твердой поверхности.

Измерения средних и пульсационных скоростей в пограничном слое без продольного градиента среднего давления проводились для того, чтобы, во-первых, определить числа Рейнольдса, при которых пограничный слой будет автомодельным<sup>1</sup>, и, во-вторых, получить некоторые сведения о структуре пограничного слоя, необходимые для анализа результатов измерений пульсационного давления.

**1. Экспериментальная техника.** Пограничный слой с нулевым градиентом среднего давления создавался на дюралюминиевой пластине длиной по потоку 2 м и размером 2,6 м. Были изготовлены также три крыла с хордой 2 м и таким же размахом. Пограничный слой на крыльях характеризовался распределением скорости свободного потока  $U_1 \sim x_1^{-a}$ . Значения  $a$  равнялись соответственно 0,10, 0,17 и 0,30. Модели устанавливались в открытом рабочем участке аэродинамической трубы замкнутого типа. Для избежания высоких помех измерениям особое внимание было уделено защите моделей от вибраций.

<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем имеется в виду приближенная автомодельность, т. е. автомодельность большей по сечению области пограничного слоя. При больших различиях в числах Рейнольдса можно было бы обнаружить отсутствие автомодельности для достаточно малых значений  $x_2/l$ .

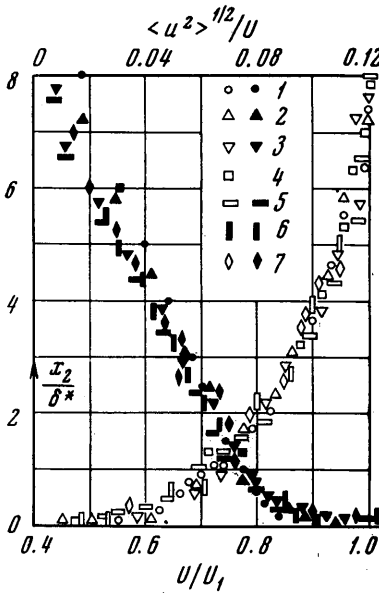
Пульсации турбулентного давления измерялись также на стенках рабочих участков двух гидродинамических труб. Расстояние между противоположными стенками рабочего участка одной трубы равнялось 1.28 м, размеры сечения рабочего участка другой трубы  $0.2 \times 0.1 \text{ м}^2$ .

Средние и пульсационные скорости регистрировались термоанемометрами типа 55A01 фирмы «Диза Электроник» с насадками типа 55A25 (длина нити 1 мм, диаметр 0.005 мм). Пульсации давления воспринимались датчиками из титаната-цирконата свинца диаметром 3 мм. Для удобства проведения корреляционных измерений 6-7 датчиков компоновались в блок, который устанавливался заодно со поверхностью модели. Для спектрального анализа использовались спектрометр типа 2112 фирмы «Брюль и Кьер» с  $1/3$  октавной шириной полосы пропускания и анализатор типа 2105 этой же фирмы, а для корреляционных измерений — коррелятор типа 55A06 фирмы «Диза Электроник».

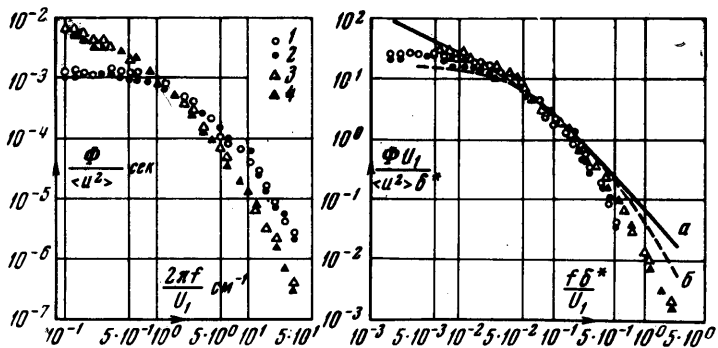
2. Поле скоростей в пограничном слое с нулевым продольным градиентом среднего давления. Характеристики средней и продольной компоненты пульсационной скорости измерялись в 15 сечениях пограничного слоя на пластине от  $x_1 = 5 \text{ мм}$  до  $x_1 = 1.7 \text{ м}$  при скорости набегающего потока  $U_\infty = U_1 = 20 \text{ м/сек}$ . Местные числа Рейнольдса  $R_{x_1}$  изменялись в пределах от  $6.67 \cdot 10^3$  до  $2.27 \cdot 10^6$ .

Результаты эксперимента показывают, что в не слишком широком диапазоне чисел Рейнольдса в качестве масштабов скорости и длины с достаточной степенью точности могут быть приняты соответственно скорость свободного потока  $U_1$  и толщина вытеснения пограничного слоя  $\delta^*$ . Безразмерные профили средней скорости  $U^* = U/U_1(x_2/\delta^*)$ , приведены на фиг. 1; светлые точки; комбинации значений  $x_1(\text{м})$  и  $R_{0^*} \cdot 10^{-3}$  следующие: 1 — {0.25, 1.37}, 2 — {0.4, 1.93}, 3 — {0.6, 2.68}, 4 — {0.8, 3.37}, 5 — {1.1, 4.23}, 6 — {1.4, 5.26}, 7 — {1.7, 6.12}. Значения  $\delta^*$ , определявшиеся по экспериментальным данным, хорошо согласуются с результатами расчета по известным теоретическим формулам [10].

При  $R_{x_1} > 2 \cdot 10^5$  ( $R_{0^*} > 10^3$ ) безразмерные профили скорости, измеренные в различных сечениях пограничного слоя, совпали, что свидетельствует о существовании



Фиг. 1



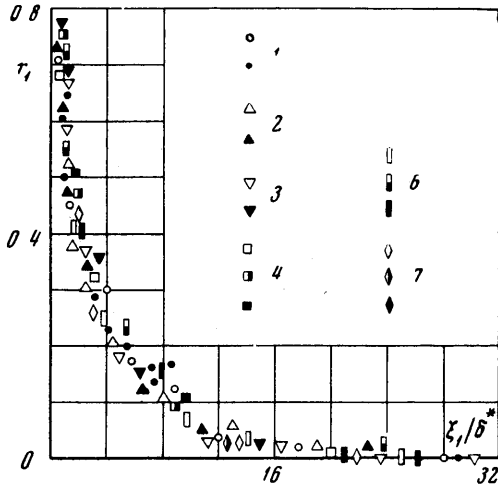
Фиг. 2

автомодельного режима течения. Совпадение распределений безразмерных среднеквадратичных величин продольной компоненты пульсационной скорости по различным сечениям пограничного слоя  $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U(x_2/\delta^*)$  при  $R_{0^*} > 10^3$  (темные точки на фиг. 1) служит дополнительным подтверждением автомодельности течения. Использование для нормировки  $\langle u^2 \rangle^{1/2}$  местной средней скорости  $U$  не является введением нового (помимо  $U_1$ ) масштаба скорости, поскольку  $U$  в свою очередь нормируется единственным масштабом скорости  $U_1$ . Максимальное значение  $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U$  во всех се-

чениях автомодельного пограничного слоя равно 0.12. Были проведены также спектральные и корреляционные измерения продольной компоненты пульсационной скорости. Спектры мощности пульсационной скорости измерялись во всем объеме пограничного слоя в диапазоне частот от 25 до 10 000 *гц*. Зависимость спектральной плотности  $\Phi$ , отнесенной к среднему квадрату пульсационной скорости, от волнового числа представлена на фиг. 2а для двух значений  $x_2$  в двух сечениях пограничного слоя; комбинации значений  $x_1$  (*м*) и  $x_2/\delta^*$  следующие: 1 {0.25, 0.3}, 2 {0.25, 6.1}, 3 {1.4, 0.05}, 4 {1.4, 6.35}. Волновые числа составлены по скорости свободного потока  $2\pi f/U_1$ . Нормированные таким образом спектры совпадают при  $x_1 = \text{const}$ . Совпадения не было бы, если, как это сделано в работе [11], волновые числа составлялись по местной средней скорости  $U$ , существенно зависящей от  $x_2$ . Отмеченное обстоятельство до некоторой степени свидетельствует о том, что так называемая конвективная скорость  $U_c$  (скорость переноса турбулентных пульсаций средним течением) практически постоянна по сечению пограничного слоя или, во всяком случае, не изменяется столь существенно, как местная средняя скорость. Результаты корреляционных измерений, приведенные в работе [12], подтверждают этот вывод.

Из фиг. 2а следует, что при возрастании  $x_1$  характер спектров изменяется: спектральная плотность увеличивается на низких и уменьшается на высоких частотах (волновых числах), т. е. имеет место перераспределение энергии пульсаций в пользу компонент пульсационного движения больших пространственных масштабов.

На фиг. 3 представлены значения продольного пространственного коэффициента корреляции продольной компоненты пульсационной скорости  $r_1$  в зависимости от безразмерного расстояния между датчиками скорости ( $\xi_1 \parallel x_1$ ), где точкам соответствуют те же значения  $x_1$  и  $R_{\delta^*}$ , что и на фиг. 1; светлым точкам соответствуют наименьшие в данном сечении пограничного слоя значения  $x_2/\delta^*$ , темным — наибольшие; значения  $x_2/\delta^*$  следующие: 1 {0.97, 2.04}, 2 {0.69, 2.35}, 3 {0.5, 2.49}, 4 {0.36, 1.98, 2.57}, 6 {0.27, 1.35, 2.91}, 7 {0.26, 1.28, 3.26}. По результатам, представленным на фиг. 3, был определен продольный интегральный масштаб турбулентности, характеризующий некоторый средний масштаб энергосодержащих компонент турбулентного движения



Фиг. 3

который оказался практически постоянным по сечению пограничного слоя, но увеличивается при возрастании  $x_1$ , что находится в соответствии с характером изменения спектров, приведенных на фиг. 2а, в зависимости от  $x_1$ . Для совмещения спектров мощности пульсационной скорости, полученных при различных значениях  $x_1$ , необходимо ввести соответствующий масштаб длины. Для этой цели наиболее подходит продольный интегральный масштаб турбулентности, который можно заменить линейно связанной с ним толщиной вытеснения пограничного слоя, т. е. масштабом длины, уже использовавшимся для нормировки профилей средней и пульсационной скоростей.

Представленные на фиг. 2, б в безразмерном виде спектры мощности, приведенные на фиг. 2, а для двух значений  $x_1$  и четырех  $x_2/\delta^*$ , совпали, так же как и не приведенные на фигуре спектры при других значениях  $x_1$  и  $x_2/\delta^*$  (обозначения на фиг. 2, б такие же, как на фиг. 2, а). Введение скорости свободного потока  $U_1$  в нормирующие комплексы предполагает определенный вид зависимости  $\Phi(U_1)$ . Для проверки нормировки  $\Phi$  по  $U_1$  на фиг. 2, а нанесены нормированные предлагаемым способом значения  $\Phi$  при двух различных скоростях свободного потока, приведенные в работах [4, 11]: кривая а —  $U_1 = 204$  м/сек,  $R_{\delta^*} = 1.02 \cdot 10^5$  и кривая б —  $U_1 = 33$  м/сек,  $R_{\delta^*} = 1.27 \cdot 10^4$ . Удовлетворительное совпадение всех спектров убеждает в удачном выборе нормирующих комплексов.

$$L_1 = \int_0^{\infty} r_1 d\xi_1 = 3.24\delta^* \quad (2.1)$$

**3. Поле пульсационного давления под пограничным слоем с нулевым продольным градиентом среднего давления.** Спектры мощности и взаимные спектры пульсаций турбулентного давления на пластине измерялись в семи сечениях приближенно автомодельного пограничного слоя при скоростях набегающего потока 15, 20, 30 м/сек, числах  $R_{\delta^*} = 1.1 \cdot 10^3 \div 8.7 \cdot 10^3$  и частотах от 200 до 4000 гц. Ниже 200 и выше 4000 гц погрешность измерений была слишком велика из-за высокого уровня акустического шума в рабочем участке аэродинамической трубы. В гидродинамических трубах измерения производились при скорости набегающего потока 5, 10 и 20 м/сек и числах  $R_{\delta^*}$  до  $3.8 \cdot 10^4$ . Диапазон рабочих частот составлял 25 ÷ 25 000 гц, поскольку отношение полезного сигнала к помехе в гидротрубах оказалось более высоким, чем в аэротрубе.

Измерения поля скоростей показали, что при  $R_{\delta^*} > 10^3$  пограничный слой автомоделен вплоть до наименьшего в эксперименте значения  $x_2 / \delta^*$ , равного 0.02. Поскольку очень тонкая вязкая область слоя, непосредственно примыкающая к твердой поверхности, по-видимому, не может внести заметного вклада в пульсации давления на пластине в рассматриваемом диапазоне частот, то следует ожидать, что подобно характеристикам поля скоростей характеристики пульсационного давления можно представить в автомодельной форме. При использовании приближенных масштабов скорости  $v = U_1$  и длины  $l = \delta^*$  спектральная плотность мощности пульсационного давления должна нормироваться комплексом  $\rho^2 U_1^3 \delta^*$  ( $\rho$  — плотность жидкости), а частота —  $U_1 / \delta^*$ . Такой способ нормировки в исследованиях пульсационного давления является наиболее распространенным. Однако в комплекс, нормирующий спектральную плотность пульсационного давления  $F$ , масштаб скорости входит в третьей степени, и поэтому, как показали результаты экспериментов, для успешной нормировки  $F$  необходимо использовать более точные масштабы, чем  $U_1$  и  $\delta^*$ . В монографии [9] в качестве масштаба скорости предлагается динамическая скорость  $U_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$  ( $\tau_w$  — напряжение вязкого трения на стенке), а в качестве масштаба длины

$$\delta = v \exp(0.41 U_1 / U_\tau - 2.1) / U_\tau$$

( $v$  — кинематическая вязкость жидкости). В диапазоне чисел  $R_{\delta^*}$  от  $3 \cdot 10^2$  до  $1.4 \cdot 10^5$  хорошим приближением к  $\delta$  является имеющий более простой вид масштаб  $\Delta = c \delta^* U_\tau / U_1$ , где коэффициент  $c$  для упрощения записи в дальнейшем будет считаться равным единице. При использовании в качестве масштабов  $U_\tau$  и  $\Delta$  спектральная плотность нормируется комплексом  $\tau_w^2 \delta^* / U_1$ , а частота по-прежнему —  $U_1 / \delta^*$ . Безразмерные спектры мощности пульсационного давления приведены на фиг. 4; точкам соответствуют те же значения  $x_1$ , что на фиг. 1 (светлым точкам —  $U_\infty = 15$  м/сек, полутемным — 20 м/сек, темным — 30 м/сек). Уровни спектральных плотностей на низких частотах, измеренные при различных значениях  $x_1$  и  $U_\infty$ , совпали; близки к ним также значения нормированных соответствующим образом спектральных плотностей на низких частотах, приведенные в работах [1, 2, 4] (соответственно кривые  $a - R_{\delta^*} = 8.5 \cdot 10^4$ ,  $b - R_{\delta^*} = (3.8 \div 5) \cdot 10^4$ ,  $c - R_{\delta^*} = (2.5 \div 10) \cdot 10^4$ ), в которой спектры представлены в указанных работах, спектральные плотности на низших частотах различаются более чем в 10 раз.

Высокочастотные участки спектров пульсаций давления, измеренных при различных значениях  $x_1$ , не совпадают, что в автомодельном пограничном слое является исключительно следствием влияния размеров воспринимающей поверхности датчика давления на результаты измерений. Электрический сигнал с выхода пропорционален некоторому осредненному по площади воспринимающей поверхности датчика пульсационному давлению. Крупномасштабные (низкочастотные) компоненты пульсаций давления, пространственные масштабы которых превышают размеры воспринимающей поверхности датчика, действуют на нее когерентно и поэтому регистрируются практически без искажений. При возрастании частот, на которых производится анализ сигнала, с выхода спектрометра снимается электрическое напряжение, пропорциональное квадратному корню из энергии пульсаций давления все меньших масштабов. Когда масштабы пульсаций становятся соизмеримыми с размерами воспринимающей поверхности датчика и меньшими, начинает проявляться эффект осреднения некогерентно действующих на датчик мелкомасштабных пульсаций давления, вследствие чего электрический сигнал стремится к увеличению частоты к нулю, хотя энергия соответствующих компонент пульсационного давления при

<sup>1</sup> Следует отметить, что спектр мощности продольной компоненты пульсационной скорости  $\Phi$ , по существу, нормировался точными масштабами, так как безразмерная частота имела вид

$$f \delta^* / U_1 = f \Delta / U_\tau$$

а введение в нормирующий комплекс для  $\Phi$  среднего квадрата пульсационной скорости  $\langle u^2 \rangle$  исключало ошибку, которую можно было бы совершить при использовании неточного масштаба скорости.

этом может быть еще достаточно большой<sup>1</sup>. Приведенные выше результаты измерения поля скоростей показали, что при увеличении  $x_1$  в развитом турбулентном пограничном слое происходит относительное перераспределение энергии пульсационного движения между его мелкомасштабными и крупномасштабными компонентами, заключающееся в уменьшении доли первых и возрастании вторых в общей энергии пульсационного движения. Это перераспределение энергии пульсаций в среднем выражается в увеличении продольного интегрального масштаба турбулентности вниз по потоку  $L_1 \sim \delta^*$ . Таким образом, осредняющее действие датчика давления особенно существенно должно проявляться на нормированных спектрах мощности, измеренных при меньших значениях  $\delta^*$ . Действительно, из фиг. 4 видно, что спектральные плотности на высоких безразмерных частотах тем меньше, чем больше отношение  $d/\delta^*$ , т. е. чем меньше значение  $\delta^*$  ( $d = \text{const}$  — диаметр датчика давления). Поскольку пограничный слой автоматодельный, каждая из приведенных на фиг. 4 кривых будет представлением одного и того же безразмерного спектра мощности, в различной степени искаженного осредняющим действием датчика, что позволяет получить реальный спектр путем экстраполяции спектров на фиг. 4 к бесконечно большому значению  $\delta^*$  или к нулевому значению  $d/\delta^*$ . Этот спектр представлен на фиг. 4 кривой  $g$ , которая при  $f\delta^*/U_1 \geq 10^{-2}$  достаточно точно описывается выражением

$$\frac{FU_1}{\tau_w \delta^*} = \frac{70.00}{1 + \exp[3.90(f\delta^*/U_1)^{0.62}]} \quad (3.1)$$

Измерения в гидротрубах показали, что спектр сохраняет вид (3.1) по крайней мере до значений  $f\delta^*/U_1 = 3$ . В работе [8] спектр мощности пульсационного давления измерялся при постоянных  $x_1$  и  $U_\infty$  датчиками различных диаметров. Реальный спектр был определен путем экстраполяции измеренных спектров к  $d = 0$ . Представленный на фиг. 4 кривой  $g$  этот спектр хорошо совпадает со спектром при  $d/\delta^* = 0$ , полученным в данной работе.

По найденному спектру мощности было определено среднеквадратичное значение пульсационного давления в общей полосе частот

$$\langle p^2 \rangle^{1/2} = 2.75\tau_w \quad (3.2)$$

Безразмерные взаимные спектры пульсационного давления (отношение взаимной спектральной плотности к спектральной плотности мощности) измерялись при расстояниях между датчиками давления  $|\xi|$  от 5 до 42 мм. На каждом из этих расстояний определялись значения взаимной спектральной плотности во всем рабочем диапазоне частот. На фиг. 5 приведены некоторые результаты измерения действительной части продольного ( $\xi_1 \parallel x_1$ ) взаимного спектра  $\gamma_1$ ; светлые точки; комбинации значений  $x_1$  (мм),  $U_\infty$  (м/сек) и  $\xi_3$  (мм) следующие: 1 {0.4, 20, 5 ÷ 21}, 2 {0.4, 15 ÷ 30, 10}, 3 {0.25 ÷ 11, 20, 5}, 4 {0.72, 10, 6 ÷ 42}, 5 {0.72, 5, 12}, 6 {2.52, 10, 12}. Представленные в виде функции безразмерного аргумента  $2\pi f\xi_1/U_c$ , где  $U_c \approx 0.75U_1$ , взаимные спектры, измеренные при различных значениях  $\xi_1$  и  $U_1$ , совпали. От координаты  $x_1$  взаимные спектры оказались практически независимыми. Действительная часть  $\gamma_1$  при  $\xi_1 > 5$  мм и  $f > 25$  гц описывается затухающей косинусоидой, приведенной на фиг. 5

$$\text{Re } \gamma_1 = \exp\left(-\alpha \frac{f\xi_1}{U_c}\right) \cos\left(2\pi \frac{f\xi_1}{U_c}\right) \quad (3.3)$$

где  $\alpha = 0.55$ . Вид  $\gamma_1$ , полученного в данной работе, совпадает с результатами работы [7], однако в последней  $\alpha \approx 0.63$ .

Как показали специальные эксперименты, мнимая часть  $\gamma_1$  представляет собой синус с таким же затуханием, так что

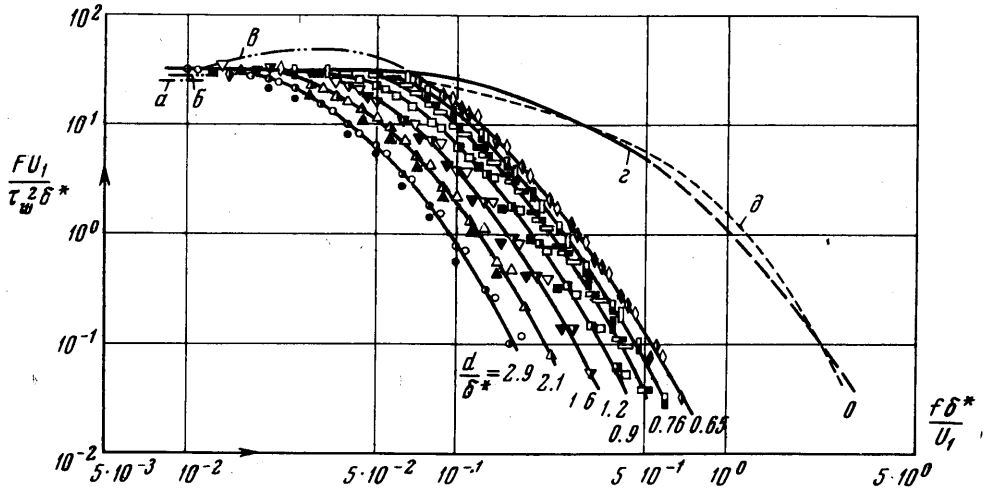
$$\gamma_1 = \exp\left[\frac{f\xi_1}{U_c}(-0.55 + 2\pi i)\right] \quad (3.4)$$

Являющийся действительной функцией поперечный ( $\xi_3 \perp x_1, x_2$ ) взаимный спектр  $\gamma_3$  приведен на фиг. 6; светлые точки, которым соответствуют следующие комбинации значений  $x_1$  (мм),  $U_\infty$  (м/сек) и  $\xi_3$  (мм): 1 {0.8, 20, 5 ÷ 10}, 2 {0.8, 15 ÷ 30, 5}, 3 {0.25, 20, 10}, 4 {1.1, 10, 6.18}, 5 {1.1, 5, 6},  $\gamma_3$  для  $\xi_3 > 5$  мм и  $f > 25$  гц может быть представлен в виде экспоненты

$$\gamma_3 = \exp\left(-\beta \frac{f\xi_3}{U_c}\right) \quad (\beta = 3.5) \quad (3.5)$$

<sup>1</sup> В реальных условиях сигнал уменьшается до некоторого минимального уровня, определяемого помехами измерениям.

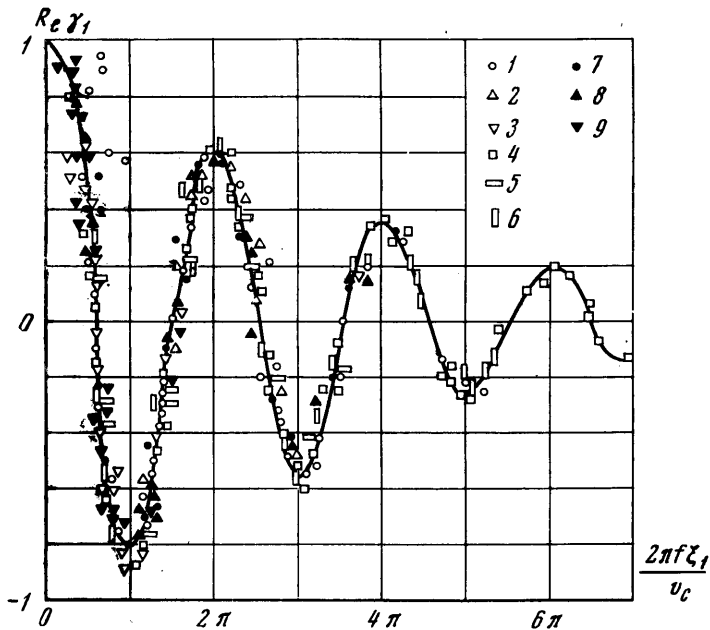
В работе [3] показано, что если измеренный взаимный спектр будет экспоненциальной функцией, то он совпадает с реальным взаимным спектром независимо от размера датчиков давления. Если это утверждение справедливо, то полученные в



Фиг. 4

данной работе взаимные спектры пульсационного давления можно считать идентичными реальным спектрам.

4. Поле пульсационного давления под пограничными слоями с продольными градиентами среднего давления. Спектры мощности и взаимные спектры пульсаций дав-



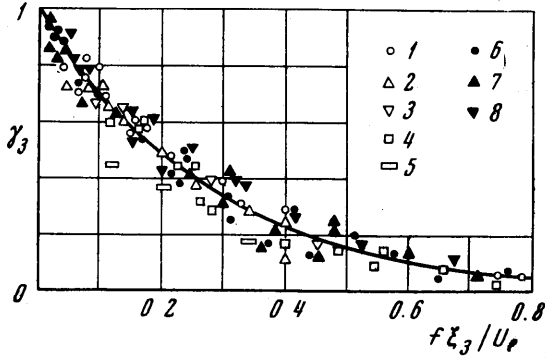
Фиг. 5

ления на жесткой поверхности измерялись в пяти сечениях каждого из трех пограничных слоев с распределением скорости свободного потока на внешней границе вида  $U_1 \sim x_1^{-a}$  ( $a = 0.10, 0.17$  и  $0.30$ ) при скоростях набегающего потока  $U_\infty = 15, 20$  и  $30$  м/сек. Значения чисел  $Re^*$  лежали в диапазоне от  $1.3 \cdot 10^3$  до  $1.23 \cdot 10^4$ , а частот — от 200 до 5000 гц. На фиг. 7 приведены нормированные спектры мощности

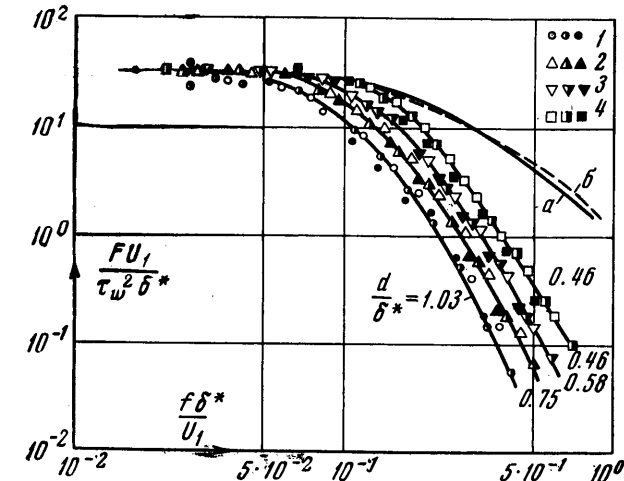
в пограничном слое с  $a = 0.3$ , где точкам соответствуют следующие значения  $x_1/C$  ( $C = 2$  м — хорда крыла): 1 {0.48}, 2 {0.61}, 3 {0.74}, 4 {0.89}, светлые точки —  $U_\infty = 15$  м/сек, полутемные —  $U_\infty = 20$  м/сек, темные —  $U_\infty = 30$  м/сек. Спектры, измеренные в пограничных слоях с  $a = 0.10$  и  $0.17$ , качественно не отличаются от приведенных на фиг. 7. Значения  $\tau_w$  и  $\delta^*$  определялись расчетом [10]. Нормированные спектры мощности образовали семейство кривых, аналогичное представленному на фиг. 4 семейству спектров в пограничном слое на пластине. На высоких частотах значения спектральной плотности, несомненно, занижены вследствие осредняющего действия датчиков давления. Но в отличие от пограничного слоя на пластине в пограничных слоях с  $a \neq 0$  измерения поля скоростей, которые подтвердили бы существование автомодельного течения, не проводились. Поэтому нет уверенности, что каждая из кривых на фиг. 7 представляет один и тот же реальный спектр мощности, который мог бы быть измерен точечным датчиком давления ( $d/\delta^* = 0$ ). Следовательно, вид спектра, который можно было бы получить экстраполяцией кривых на фиг. 7 к  $d/\delta^* = 0$  подобно тому, как это делалось в случае пограничного слоя на пластине, возможно, не соответствовал бы виду истинных спектров в различных сечениях пограничного слоя с  $a = 0.3$ .

Степень искажения спектра мощности датчиком давления определяется характеристиками датчика и видом безразмерного взаимного спектра пульсационного давления [3].

При измерениях взаимных спектров пульсационного давления в пограничных слоях с  $a \neq 0$  расстояние между датчиками изменялось от 5 до 42 мм. Из фиг. 5 и 6, где темными точками обозначены значения действительной части продольного и поперечный взаимные спектры в пограничном слое с  $a = 0.3$  (комбинации значений  $x_1/C$ ,  $U_\infty$  (м/сек) и  $\xi_3$  (мм) на фиг. 5 следующие: 7 {0.48, 20, 5 ÷ 29}, 8 {0.48, 15 ÷ 30, 11}, 9 {0.48 ÷ 0.89, 20, 11}; на фиг. 6 — 6 {0.48, 20, 5 ÷ 29}, 7 {0.48, 15 ÷ 30, 11}, 8 {0.48 ÷ 0.89, 20, 11} следует, что безразмерные взаимные спектры пульсационного давления в пограничном слое



Фиг. 6



Фиг. 7

с  $a = 0.3$  совпадают со взаимными спектрами в пограничном слое на пластине. При  $a = 0.10$  и  $0.17$  взаимные спектры имели такой же вид. В пограничных слоях с продольным градиентом среднего давления конвективная скорость  $U_c$  является функцией продольной координаты и изменяется в пределах  $(0.7 \div 0.8)U_1$ .

Поскольку измерения пульсационного давления в пограничных слоях с продольным градиентом среднего давления производились теми же датчиками, которые использовались в пограничном слое на пластине, а вид безразмерных взаимных спектров оказался во всех исследуемых пограничных слоях, включая пограничный слой на

пластине, одинаковым, то согласно результатам работы [3] степень искажения спектров мощности датчиками давления при измерениях в пограничных слоях с  $a = 0.10$ ,  $0.17$  и  $0.30$  такая же, как и в случае  $a = 0$ . Таким образом, поправки к спектру мощ-

ности пульсационного давления на пластине, учитывающие влияние размера датчика, которые не сложно определить по фиг. 4, могут быть использованы также и для установления значений спектральной плотности при  $d/\delta^* = 0$  в исследуемых пограничных слоях с продольным градиентом среднего давления. Откорректированные безразмерные спектры мощности пульсационного давления, измеренные в различных сечениях пограничного слоя с  $a = 0.3$ , оказались совершенно идентичными (на фиг. 7 они представлены кривой *a*), что свидетельствует об автомодельности течения. Аналогичный результат получен и для пограничных слоев с  $a = 0.1$  и  $0.17$ . Примечательным фактом будет совпадение откорректированных спектров мощности в пограничных слоях с различными значениями  $a$ , включая пограничный слой на пластине, где  $a = 0$  (кривая *b* на фиг. 7, а также кривая *g* на фиг. 4). Таким образом, нормированные соответствующим образом характеристики пульсационного давления в пограничных слоях с распределением скорости свободного потока вида  $U_1 \sim x_1^{-a}$ , где  $0 \leq a < 1/3$ , не зависят от значения  $a$ .

В заключение отметим, что предварительные измерения спектров мощности пульсационного давления в неавтомоделных пограничных слоях с отрицательным продольным градиентом среднего давления показали, что безразмерная спектральная плотность тем меньше, чем больше абсолютное значение градиента среднего давления, причем эта тенденция проявляется главным образом на высоких частотах.

Поступило 16 IX 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Skudrzyk E. J., Haddle G. P. Noise production in a turbulent boundary layer by smooth and rough surfaces. J. Acoust. Soc. Amer., 1960, vol. 32, No. 1.
2. Willmarth W. W., Wooldridge C. E. Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1962, vol. 14, pt 2.
3. Willmarth W. W. Corrigendum: Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1965, vol. 24, pt 1.
4. Serafini J. S. Wall pressure fluctuations and pressure-velocity correlations in a turbulent boundary layer. Nat. Aer. Space Adm. Tech. Rep., 1963, R-165.
5. Corcos G. M. Resolution of pressure in turbulence. J. Acoust. Soc. Amer., 1963, vol. 35, No. 2.
6. Corcos G. M. The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows. J. Fluid Mech., 1964, vol. 18, pt 3.
7. Maestrello L. Measurement and analysis of the response field of turbulent boundary layer exited panels. J. Sound Vib., 1965, vol. 2, No. 3.
8. Willmarth W. W., Roos F. W. Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1965, vol. 22, pt 1.
9. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
10. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Гостехиздат, 1957.
11. Klebanoff P. S., Diehl Z. W. Some features of artificially thickened fully developed turbulent boundary layers with zero pressure gradient. Nat. Adv. Com. Aer. Tech. Note, 1951, No. 2475.
12. Фавр А. Пространственно-временные корреляции в турбулентных потоках жидкости. Механика. Период. сб. перев. иностр. статей, 1965, вып. 2/90.

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ АМПЛИТУД ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ПОТОКЕ

В. П. БОБКОВ, М. Х. ИБРАГИМОВ, Г. И. САВЕЛЕВ,  
В. И. СИДОРОВ, В. И. СУББОТИН

(Обнинск)

Приведены результаты исследования распределения вероятностей амплитуд пульсаций температур в каналах круглого и квадратного поперечного сечения при турбулентном неизотермическом течении воды и ртути.

Для понимания структуры турбулентного потока и механизма процессов переноса, происходящих в нем, нужны сведения о статистических характеристиках турбулентности. Результаты измерения ряда статистических пульсаций температуры (интенсивность, пространственные коэффициенты корреляции, спектральная плотность в неизотермическом турбулентном потоке различных жидкостей) приведены в работах [3-7].