

УДК 532.526.4.071.4

© 1995 г. В. К. КУЗЕНКОВ, В. Н. ЛЕВИЦКИЙ, Е. У. РЕПИК,  
Ю. П. СОСЕДКО

## ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТНОЕ ТРЕНИЕ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Исследовано совместное влияние интенсивности турбулентности  $\varepsilon$ , масштаба турбулентности  $L$  и числа Рейнольдса  $Re^{**}$  на коэффициент поверхностного трения  $c_f$  в турбулентном пограничном слое. Определена зависимость относительного приращения трения от эквивалентной степени турбулентности  $\varepsilon_{eq}$ , учитывающей одновременное изменение  $\varepsilon$ ,  $L$  и  $Re^{**}$ . Установлено пороговое значение  $\varepsilon_{eq}^*$ , ниже которого значение  $c_f$  не зависит от  $\varepsilon_{eq}$ .

1. Вопросу о влиянии степени турбулентности набегающего потока  $\varepsilon = \sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty$  на величину коэффициента поверхностного трения  $c_f = 2\tau_w / \rho U_\infty^2$  в турбулентном пограничном слое посвящено большое число экспериментальных исследований (см. обзоры [1, 2]). В большей части этих исследований результаты представлены в виде  $\Delta c_f / c_{f_0} = k\varepsilon$ , где  $\Delta c_f = c_f - c_{f_0}$ ,  $c_{f_0}$  — значение коэффициента поверхностного трения  $c_f$  при  $\varepsilon \approx 0$ . Однако величина коэффициента  $k$  у разных авторов различная и имеет разброс от 2 до 5. Более того, в опытах по определению влияния  $\varepsilon$  на коэффициент теплоотдачи [3, 4], в которых исследовался турбулентный пограничный слой вблизи области перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, установлено, что увеличение интенсивности турбулентности потока практически не влияет на величину коэффициента теплоотдачи в турбулентном пограничном слое.

В последние годы в литературе появились результаты исследований, в которых кроме  $\varepsilon$  рассматривалось влияние дополнительных параметров потока на зависимость  $\Delta c_f / c_{f_0} = f(\varepsilon)$ , таких как масштаб турбулентности набегающего потока и число Рейнольдса пограничного слоя.

В опытах [5, 6] установлено, что при одном и том же значении  $\varepsilon$  величина приращения  $\Delta c_f / c_{f_0}$  заметно уменьшается с ростом интегрального масштаба  $L$  турбулентности набегающего потока. Одно из возможных объяснений этого эффекта может быть предложено на основании результатов опытов [7], в которых исследовалось влияние стенки — экрана, установленного в потоке и движущегося вместе с потоком (вследствие чего пограничный слой на экране отсутствовал), на распределение интенсивности турбулентности в потоке. Согласно этим опытам, вблизи обтекаемой поверхности на расстояниях от стенки  $y \leq 1,3L$  происходит уменьшение нормальной к поверхности экрана составляющей турбулентности набегающего потока. Поэтому если в опытах с толщиной пограничного слоя  $\delta$  выполняется условие  $L > \delta / 1,3 \approx 0,8\delta$ , то действительная турбулентность, воздействующая на пограничный слой при  $y \approx \delta$ , будет меньше номинальной турбулентности потока, измеренной на достаточно большом расстоянии от стенки. Следовательно, отношение  $L/\delta$  является одним из определяющих параметров

при установлении вида зависимости приращения поверхностного трения от интенсивности турбулентности потока.

В [1, 8] предприняты попытки учесть влияние отношения  $L/\delta$  путем использования дополнительного коэффициента  $\alpha$  в исходной зависимости

$$\frac{\Delta c_f}{c_{f_0}} = f\left(\frac{\varepsilon}{\alpha}\right) \quad (1.1)$$

где  $\alpha = L/\delta + 2$  [1] и  $\alpha = 0,5L/\delta + 2,5$  [8].

Включение параметра  $\alpha$  в зависимость (1.1) приводит к уменьшению разброса опытных данных. Однако вопрос о количественной зависимости  $\alpha$  от  $L/\delta$  остается открытым.

Помимо влияния  $L/\delta$  на зависимость (1.1) изучалось также влияние на поверхностное трение числа Рейнольдса. В [2, 8, 9, 10] отмечается, что влияние  $\varepsilon$  на  $c_f$  уменьшается с уменьшением числа Рейнольдса турбулентного пограничного слоя  $Re^{**} = U_{\infty} \delta^{**} / \nu$ , где  $\delta^{**}$  — толщина потери импульса. С формальной точки зрения этот эффект можно увязать со следующим опытным фактом.

Как показано в [1, 2], увеличение степени турбулентности набегающего потока приводит к вырождению функции следа в профиле средней скорости  $\Delta U^+ = (U - U_{10\%})/u_{\tau}$ , где  $u_{\tau}$  — динамическая скорость, т. е. к уменьшению отклонения профиля скорости  $U$  от логарифмического закона распределения скорости  $U_{10\%}$  во внешней области пограничного слоя ( $y/\delta > 0,2-0,3$ ). Следовательно, можно предположить, что приращение трения  $\Delta c_f$  при увеличении  $\varepsilon$  связано с уменьшением функции следа  $\Delta U^+$ .

Из [1] следует, что при достаточно больших значениях  $\varepsilon$ , когда функция следа практически полностью вырождается, величина  $\Delta c_f/c_{f_0}$  достигает своего максимального значения  $\Delta c_f/c_{f_0} \approx 0,25$ , после чего дальнейшее увеличение  $\varepsilon$  практически не дает увеличения  $\Delta c_f/c_{f_0}$ . Таким образом, в этом случае можно говорить о существовании предельной («насыщенной») формы профиля скорости, когда профиль скорости перестает реагировать на дальнейшее увеличение  $\varepsilon$ .

При уменьшении числа Рейнольдса в условиях бестурбулентного потока ( $\varepsilon \approx 0$ ) также происходит вырождение функции следа в пограничном слое, причем при достаточно малых числах Рейнольдса функция следа вырождается почти полностью [11, 12]. Следовательно, в этих условиях в профиле скорости практически не остается «резерва» для его реагирования на повышенный уровень турбулентности потока. Поэтому, как показывают опыты, даже существенное увеличение степени турбулентности набегающего потока при малых числах  $Re^{**}$  не дает сколько-нибудь заметного приращения величины поверхностного трения.

С физической точки зрения это можно представить следующим образом [8]. Известно, что внешняя граница пограничного слоя имеет нерегулярную форму с множеством «холмов» и «впадин», связанную с присутствием в пограничном слое упорядоченных крупномасштабных вихревых структур. По мере уменьшения числа Рейнольдса степень этой нерегулярности внешней границы пограничного слоя увеличивается, при этом преобладают крупномасштабные интенсивные вихревые образования, выступающие далеко за среднюю границу пограничного слоя. Естественно предположить, что в этих условиях внешняя граница пограничного слоя в меньшей степени подвержена воздействию турбулентности набегающего потока, чем в случае более плавной формы внешней границы, характерной для больших чисел Рейнольдса. Отсюда следует, что при малых числах  $Re^{**}$  внешняя граница пограничного слоя оказывается как бы более устойчивой к воздействию турбулентности набегающего потока.

Попытки количественного учета влияния числа  $Re^{**}$  на зависимость  $\Delta c_f/c_{f_0} = f(\epsilon/\alpha)$  были предприняты в работах [2, 8]. Так, в [2] предложено внести в зависимость (1.1) дополнительный параметр  $\beta$ , учитывающий влияние числа  $Re^{**}$

$$\frac{\Delta c_f}{c_{f_0}} = f\left(\frac{\epsilon}{\alpha\beta}\right) \quad (1.2)$$

$$\beta = 1 + 3e^{-Re^{**}/400} \quad (1.3)$$

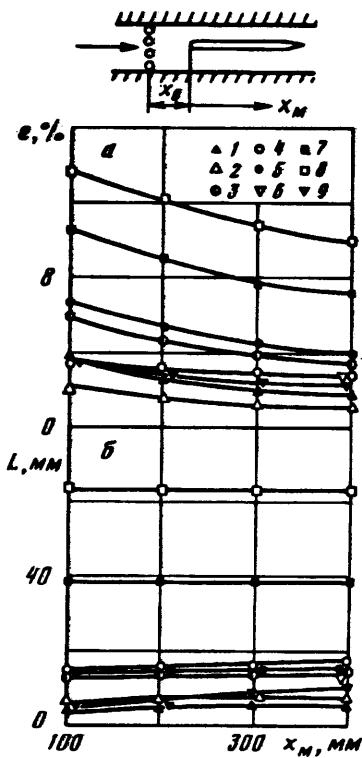
Однако в [8] отмечается, что использование параметра  $\beta$ , определяемого по формуле (1.3), не приводит к полному учету влияния числа  $Re^{**}$  на величину  $\Delta c_f/c_{f_0}$ . Поэтому в [8] предложен более сложный метод учета влияния  $\beta$ , согласно которому поправочный коэффициент (1.3) вносится не в значение  $\epsilon$  (как это делается в соотношении (1.2)), а в саму величину  $\Delta c_f/c_{f_0}$ , что делает такой учет громоздким и мало оправданным.

Помимо рассмотренных выше факторов, влияющих на величину приращения  $\Delta c_f$ , предпринимались также попытки исследования влияния анизотропии турбулентности набегающего потока и сжимаемости потока.

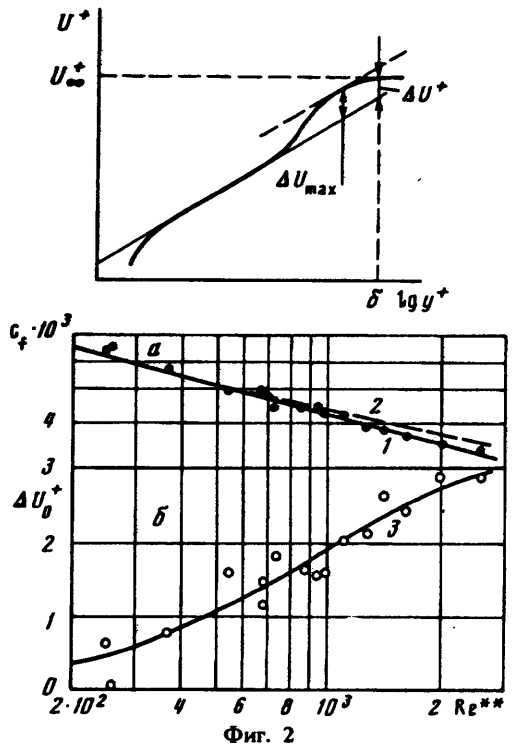
В опытах [13] исследовалось влияние  $\epsilon$  на величину  $\Delta c_f/c_{f_0}$  в условиях сильно анизотропной турбулентности потока при отношении нормальной составляющей скорости к продольной  $\sqrt{\langle v^2 \rangle} / \sqrt{\langle u^2 \rangle} = 3$ . Результаты этих исследований, проведенных в диапазоне значений  $\epsilon$  от 0,5 до 8% и чисел  $Re^{**}$  от 800 до 1100, хорошо согласуются с опытными данными [8], полученными для течения, близкого к изотропному, в том же диапазоне чисел  $Re^{**}$ . Отсюда следует, что характер воздействия неизотропной турбулентности набегающего потока на величину  $c_f$  в турбулентном пограничном слое практически не отличается от влияния на  $c_f$  изотропной турбулентности потока.

Влияние сжимаемости потока на характер воздействия  $\epsilon$  на величину  $\Delta c_f/c_{f_0}$  исследовалось в опытах [14], которые проводились в условиях большой дозвуковой скорости потока ( $M = 0,8$ ) в диапазоне изменения  $\epsilon$  от 0,34 до 6,3% при  $Re^{**} \approx 10^4$  и отношении  $L/\delta \approx 1$ . Эти опыты показали, что результаты измерений, представленные в виде зависимости  $\Delta c_f/c_{f_0} = f(\epsilon)$  при постоянных значениях  $Re^{**}$  и  $L/\delta$ , хорошо согласуются с аналогичными данными [5, 15, 16] для малой скорости набегающего потока. В итоге в [14] сделан вывод о том, что число  $M$  дозвукового потока не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на процесс взаимодействия турбулентного пограничного слоя с турбулентностью набегающего потока.

Таким образом, имеющиеся в литературе опытные данные свидетельствуют о том, что характер воздействия степени турбулентности набегающего потока  $\epsilon$  на коэффициент поверхностного трения в турбулентном пограничном слое определяется не только самой величиной  $\epsilon$ , но и зависит от соотношения между масштабом турбулентности набегающего потока  $L$  и толщиной пограничного слоя  $\delta$ , а также от числа  $Re^{**}$ , характеризующего степень развития турбулентного пограничного слоя. Однако следует отметить, что те немногочисленные работы [1, 2, 8], в которых исследуется интенсивность воздействия трех определяющих параметров  $\epsilon$ ,  $L/\delta$  и  $Re^{**}$  на величину  $c_f$ , количественно плохо согласуются между собой, что затрудняет правильную оценку совместного воздействия этих параметров на поверхностное трение. Это обусловлено тем, что в одном и том же эксперименте крайне сложно обеспечить изменение всех трех параметров в широких пределах. При этом выделить влияние каждого параметра в отдельности практически невозможно из-за их взаимного влияния друг на друга. Неправильный



Фиг. 1



Фиг. 2

учет хотя бы одного из определяющих параметров при установлении общей зависимости  $\Delta c_f / c_{f0}$  от всех трех параметров приводит к существенному искажению этой зависимости.

В цели настоящей работы входило проведение систематического экспериментального исследования совместного влияния всех трех определяющих параметров  $\epsilon$ ,  $L/\delta$  и  $Re^{**}$  на величину  $c_f$  в турбулентном пограничном слое в широком диапазоне изменения каждого из этих параметров. В настоящих опытах величина  $\epsilon$  изменялась от 1,2 до 13,6%, отношение  $L/\delta$  — от 0,5 до 8, число  $Re^{**}$  — от 350 до 3000.

2. Опыты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе при значениях скорости набегающего потока  $U_{\infty} = 10-40$  м/с. Исследовался турбулентный пограничный слой, который развивался на плоской пластине (фиг. 1) длиной 500 мм, установленной вертикально в центральном сечении рабочей части аэродинамической трубы. Передняя часть пластины толщиной 2 мм была выполнена в виде эллипса с отношением полуосей 2:1, а ее хвостовая часть имела форму клина длиной 15 мм. На обеих сторонах пластины на расстоянии 20 мм от носика устанавливался проволочный турбулизатор, высота которого с учетом рекомендаций [17] была равна 0,5 мм. В соответствии с [17] расчетная высота турбулизатора обеспечивала переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный практически сразу же за турбулизатором при минимальном искажении профиля скорости.

Повышенный уровень турбулентности набегающего потока  $\epsilon$  создавался, согласно рекомендациям [18], путем установки в потоке сеток (генераторов турбулентности) разных размеров на разных расстояниях  $x_0$  вверх по потоку от передней кромки пластины (фиг. 1).

В таблице приведены размеры ячеек  $M$ , диаметра прутков  $d$  и коэффициента заполнения  $S = 1 - (1 - d/M)^2$  для сеток, использовавшихся в опытах. Ниже при-

Сетка	Конструкция сетки	M, мм	d, мм	S
А	Плетеная	7,15	2	0,48
Б	Двухплоскостная	32,8	8	0,43
В	Однорядная	32,8	8	0,244
Г	Двухплоскостная круглые прутки	170	40	0,42
Д	Двухплоскостная квадратные прутки	170	40	0,42

ведены все исследованные варианты расположения сеток в потоке относительно пластины:

Вариант	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сетка	А	А	Б	Б	В	В	Г	Д	А, Б
$x_0$ , мм	71	300	200	450	250	600	680	850	71; 200

Минимальное расстояние  $x_0$  от сетки до передней кромки пластины выбиралось с таким расчетом, чтобы поля средней и пульсационной скорости непосредственно перед пластиной были равномерными. Для каждого из указанных вариантов проводилось измерение профилей средней скорости в пограничном слое на пластине в четырех сечениях по потоку на расстояниях от передней кромки пластины  $x_M = 100, 200, 300$  и  $400$  мм при разных значениях скорости, так что число Рейнольдса  $Re^{**}$  в каждом варианте изменялось приблизительно от 350 до 3000.

В качестве иллюстрации на фиг. 1, а приведено распределение  $\varepsilon$  вдоль пластины при  $U_\infty = 20$  м/с для разных вариантов установки сеток. Цифры 1—9 обозначают варианты расположения сеток (см. выше). Значения  $\varepsilon$  измерялись в потоке вне пограничного слоя на расстоянии  $y = 25$  мм от поверхности пластины. Максимальная толщина пограничного слоя в опытах  $\delta_{max} = 15,5$  мм. На фиг. 1, б приведено распределение вдоль пластины масштаба турбулентности  $L$ .

В качестве масштаба турбулентности использовался параметр длины диссипации, который определялся из уравнения, связывающего темп затухания продольной составляющей пульсации скорости потока  $\sqrt{\langle u^2 \rangle}$  со скоростью диссипации энергии турбулентности [19]

$$U_\infty \frac{d \langle u^2 \rangle}{dx} = \frac{(\langle u^2 \rangle)^{3/2}}{L}$$

Отсюда следует, что для случая турбулентности, порождаемой сеткой, масштаб турбулентности

$$L = \varepsilon^3 \left( \frac{d\varepsilon^2}{dx} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

Экспериментально величина  $L$  определялась следующим образом. Кривые  $\varepsilon = f(x)$  (фиг. 1, б) аппроксимировались степенными зависимостями вида

$$\varepsilon = Ax^{-n}, \quad (2.2)$$

где  $x = x_0 + x_M$  (фиг. 1). Тогда из соотношений (2.1) и (2.2) следует

$$L = - \frac{A}{2n} x^{1-n} \quad (2.3)$$

Наряду с определением  $L$  по формуле (2.3) оценивался интегральный масштаб турбулентности  $L_{int}$  по результатам измерения автокорреляционных функций. Оказалось, что в среднем значения  $L$  и  $L_{int}$  не намного различаются между

собой. Однако из-за имеющихся различий в конструкции применявшихся в опытах сеток коэффициент пропорциональности в соотношении  $L = kL_{int}$  не постоянен.

Выбор масштаба турбулентности  $L$ , определяемого по формуле (2.3), обусловлен тем, что, во-первых, в большинстве опубликованных работ по данному вопросу используется именно такой способ определения  $L$  и, следовательно, результаты настоящих исследований можно сравнивать с результатами других авторов, и, во-вторых, тем, что методика экспериментального определения  $L$  в данном случае намного проще, чем методика определения  $L_{int}$ .

3. На первом этапе настоящих опытов были исследованы характеристики турбулентного пограничного слоя на плоской пластине при отсутствии в потоке сеток — генераторов турбулентности, порождающих высокий уровень турбулентности. В этих условиях уровень турбулентности набегающего потока составлял около 0,15%, и в дальнейшем этот режим течения считается соответствующим условию  $\varepsilon \approx 0$ .

Коэффициент поверхностного трения  $c_f$  при  $\varepsilon \approx 0$  определялся по методу Клаузера [20], основанному на использовании универсального логарифмического закона для профиля скорости

$$U^+ = A \lg y^+ + B \quad (3.1)$$

$$U^+ = \frac{U}{u_*}, \quad y^+ = \frac{yu_*}{\nu}$$

который выполняется на расстоянии  $y$  от обтекаемой поверхности пластины от  $30\nu/u_*$  до  $0,2\delta$  (здесь  $u_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$  — динамическая скорость). По данным настоящих опытов  $A = 5,0$ ,  $B = 6,8$ . Аппроксимация опытных точек профиля скорости соотношением (3.1) на участке, где справедлив логарифмический закон, осуществлялась с использованием метода наименьших квадратов.

Опытные значения коэффициентов поверхностного трения  $c_{f_0}$  на плоской пластине в бестурбулентном набегающем потоке ( $\varepsilon \approx 0$ ) в зависимости от числа  $Re^{**}$  приведены на фиг. 2, а. Опытные данные аппроксимированы степенной зависимостью с применением метода наименьших квадратов (прямая 1 на фиг. 2, а)

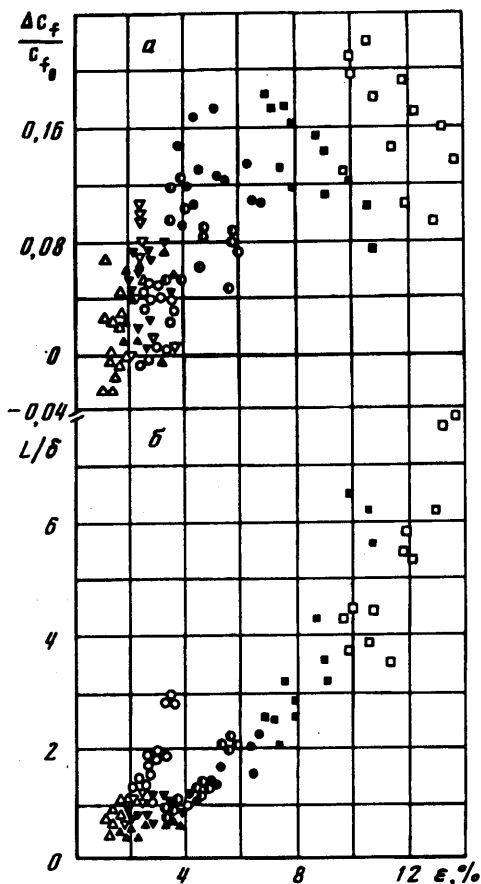
$$c_{f_0} = 0,0267 (Re^{**})^{-0,269} \quad (3.2)$$

При этом среднеквадратичный относительный разброс опытных точек по отношению к зависимости (3.2) составил  $\sigma_{c_f} \approx 1,5\%$ . Кривая 2, рассчитанная по формуле Кармана — Шенхерра

$$c_{f_0} = \frac{0,0586}{(\lg 2Re^{**})(\lg 2Re^{**} + 0,868)}$$

удовлетворительно согласуется с настоящими опытными данными. Эмпирическое соотношение (3.2) используется в дальнейшем для расчета  $c_{f_0}$  при определении приращения  $\Delta c_f = c_f - c_{f_0}$  в условиях повышенного уровня турбулентности набегающего потока ( $\varepsilon > 0$ ).

Помимо величины  $c_f$  для каждого измеренного профиля скорости определялась функция следа  $\Delta U^+ = (U - U_{log})/u_*$ , характеризующая степень отклонения измеренной скорости  $U$  во внешней области пограничного слоя ( $y > 0,2\delta$ ) от значения  $U_{log}$ , соответствующего логарифмическому закону (3.1). Принято считать, что функция следа характеризуется максимальным отклонением профиля скорости  $\Delta U^+_{max}$  от логарифмического закона, которое наблюдается внутри пограничного



Фиг. 3

слоя, т. е. при  $y < \delta$  (см. схему на фиг. 2). Однако такое определение параметра функции следа является неприемлемым в тех случаях, когда функция следа близка к полному вырождению, поскольку в этих случаях измеренный профиль скорости может располагаться ниже логарифмического профиля.

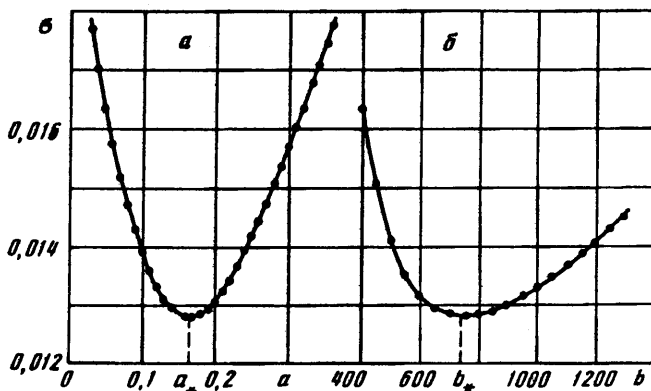
Поэтому для большей определенности в качестве параметра, характеризующего функцию следа, в настоящей работе используется разность  $\Delta U$  между опытным значением скорости  $U_\infty = U|_{y=\delta}$  и значением скорости  $U_{\log}$ , соответствующим логарифмическому закону при  $y = \delta$ . Это оправдано тем, что в соответствии с данными [21, 22] значения  $\Delta U^+ = (U - U_{\log})|_{y=\delta} / u_\tau$  и  $\Delta U_{\max}^+ = (U - U_{\log})_{\max} / u_\tau$  приблизительно пропорциональны друг другу.

На фиг. 2, б приведены опытные значения  $\Delta U_0^+$ , полученные в условиях  $\varepsilon \approx 0$ , в зависимости от числа Рейнольдса, которые аппроксимированы эмпирическим соотношением при  $\varepsilon \approx 0$  (кривая 3 на фиг. 2, б)

$$\Delta U_0^+ = -0,223 + 2,91 \text{Re}_1^{**} - 0,922 \text{Re}_1^{**2} + 0,101 \text{Re}_1^{**3} \quad (3.3)$$

$$\text{Re}_1^{**} = \text{Re}^{**} / 1000$$

При этом абсолютная величина среднеквадратичного отклонения  $\sigma_{\Delta U} \approx 0,25$ . Соотношение (3.3) используется в дальнейшем в качестве исходного при определении влияния степени турбулентности набегающего потока на величину  $\Delta U^+$ .



Фиг. 4

4. Результаты определения приращения  $\Delta c_f/c_{f_0}$  в зависимости только от параметра  $\varepsilon$  приведены на фиг. 3, а (обозначения те же, что и на фиг. 1). Разброс опытных точек показывает, что одного параметра  $\varepsilon$  явно недостаточно для того, чтобы охарактеризовать влияние турбулентности набегающего потока на величину  $c_f$ , поскольку в настоящих опытах число Рейнольдса и масштаб турбулентности изменялись в широком диапазоне. О диапазоне изменения  $L/\delta$  можно судить по данным, приведенным на фиг. 3, б в виде зависимости  $L/\delta = f(\varepsilon)$ .

Для учета совместного влияния определяющих параметров  $\varepsilon$ ,  $L/\delta$  и  $Re^{**}$  на величину  $\Delta c_f/c_{f_0}$  в настоящей работе вводится понятие эквивалентной турбулентности потока в виде

$$\varepsilon_{eq} = \frac{\varepsilon}{\alpha\beta} \quad (4.1)$$

$$\alpha = 1 + a \frac{L}{\delta}, \quad \beta = 1 + 3e^{-Re^{**}/b}$$

Такая форма учета  $L/\delta$  и  $Re^{**}$  обобщает ранее предложенные поправки в виде формул (1.1) и (1.3) соответственно для  $\alpha$  и  $\beta$ . Вместе с тем переменная  $\varepsilon_{eq}$  является физически оправданной величиной, которая в предельных условиях  $L/\delta \rightarrow 0$  и  $Re^{**} \rightarrow \infty$  стремится к действительному значению  $\varepsilon$ . Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  в соотношении (4.1) содержат постоянные коэффициенты  $a$  и  $b$ , которые должны быть определены опытным путем. Наличие большого количества опытных точек (109), полученных в настоящем исследовании для всех указанных в выводе вариантов расположения турбулизирующих сеток относительно пластины при разных значениях скорости потока, позволило статистическим путем определить оптимальные значения  $a = a_*$  и  $b = b_*$ , при которых зависимость  $\Delta c_f/c_{f_0} = f(\varepsilon_{eq})$  имеет минимальный разброс опытных точек.

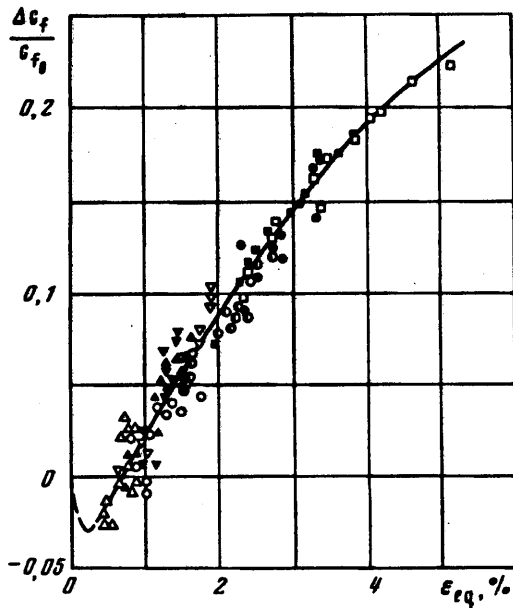
Анализ опытных данных показал, что зависимость  $\Delta c_f/c_{f_0} = f(\varepsilon_{eq})$  описывается наилучшим образом полиномом второй степени

$$\frac{\Delta c_f}{c_{f_0}} = C_0 + C_1 \varepsilon_{eq} + C_2 \varepsilon_{eq}^2 \quad (4.2)$$

где значения  $a$  и  $b$  при определении  $\varepsilon_{eq}$  по формуле (4.1) соответствуют минимальному среднеквадратичному разбросу  $\sigma$  для всей совокупности опытных точек относительно кривой (4.2).

На фиг. 4 приведены величины среднеквадратичного разброса  $\sigma$  значений





Фиг. 5

$\Delta c_f/c_{f_0}$  относительно параболы (4.2) в зависимости от значений коэффициентов  $a$  и  $b$ . Видно, что минимальный разброс опытных значений  $\Delta c_f/c_{f_0}$ , равный  $\sigma = -0,0128$ , имеет место при  $a_* = 0,16$ ,  $b_* = 740$ . Тогда эмпирическая зависимость  $\Delta c_f/c_{f_0}$  от  $\epsilon_{\text{eq}}$  принимает вид (сплошная кривая на фиг. 5)

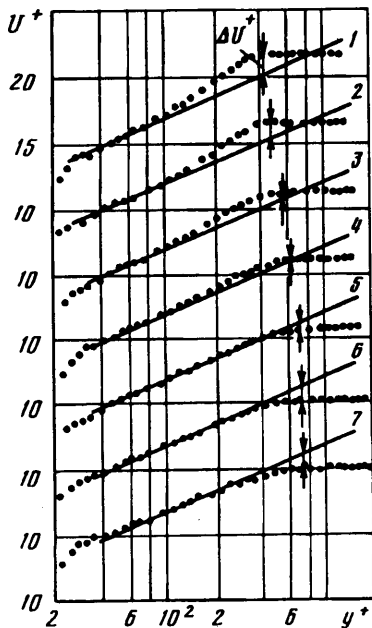
$$\frac{\Delta c_f}{c_{f_0}} = -0,055 + 0,081\epsilon_{\text{eq}} - 0,005\epsilon_{\text{eq}}^2$$

$$\epsilon_{\text{eq}} = \frac{\epsilon}{\alpha\beta}, \quad \alpha = 1 + 0,16 \frac{L}{\delta}, \quad \beta = 1 + 3e^{-\text{Re}^{**}/740}$$

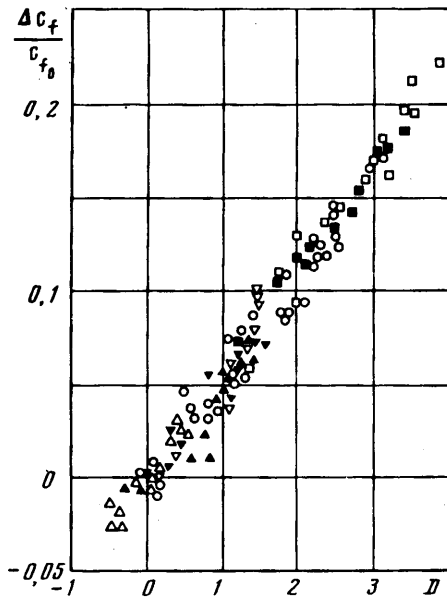
где  $\epsilon_{\text{eq}}$  в процентах.

Из фиг. 5 видно, что увеличение турбулентности набегающего потока приводит к заметному увеличению коэффициента поверхностного трения ( $\Delta c_f/c_{f_0} > 0$ ), начиная с некоторого порогового значения  $\epsilon_{\text{eq}}^* \approx 0,7\%$ . Следует также отметить, что при  $\epsilon_{\text{eq}} < \epsilon_{\text{eq}}^*$  наблюдается некоторое уменьшение поверхностного трения, при этом отношение  $\Delta c_f/c_{f_0}$  принимает отрицательные значения. Этот неожиданный результат не является ошибкой эксперимента и, как показывает анализ опытных данных, его можно рассматривать как закономерный. Можно полагать, что это связано с определенным соотношением между характеристиками турбулентности набегающего потока и параметрами течения в пограничном слое.

Отметим, что при относительно больших значениях  $L/\delta$  и малых числах  $\text{Re}^{**}$  величина интенсивности турбулентности потока  $\epsilon$ , соответствующая пороговому (критическому) значению  $\epsilon_{\text{eq}}^*$ , может принимать значения, превышающие 1%. Например, согласно настоящим опытам, величине  $\epsilon_{\text{eq}} = 0,69\%$  при  $L/\delta = 0,7$  и  $\text{Re}^{**} = 465$  соответствует  $\epsilon \approx 2\%$ , а величине  $\epsilon_{\text{eq}} = 0,83\%$  при  $L/\delta = 2,5$  и  $\text{Re}^{**} = 365$  соответствует  $\epsilon \approx 3,3\%$ . Таким образом, при определенном сочетании значений  $L/\delta$  и  $\text{Re}^{**}$  даже относительно высокие уровни действительной турбулентности потока  $\epsilon$  в аэродинамической трубе могут соответствовать значениям  $\epsilon_{\text{eq}}$ , близким



Фиг. 6



Фиг. 7

к пороговым, при которых влияние турбулентности потока на величину трения практически отсутствует. Это обстоятельство имеет важное практическое значение и его следует учитывать при оценке влияния условий проведения испытаний в аэродинамических трубах на результаты измерения поверхностного трения при обтекании исследуемых моделей.

В заключение проведем анализ связи между приращением трения  $\Delta c_f / c_{f_0}$  и функцией следа  $\Delta U^+$  во внешней области пограничного слоя. Как видно из фиг. 6, где в качестве иллюстрации приведены профили скорости ( $U_\infty = 20$  м/с;  $x_M = 200$  мм) в универсальных координатах  $U^+ = f(y^+)$  для разных значений  $\epsilon_{\text{eq}}$ , функция следа  $\Delta U^+$  уменьшается по мере увеличения  $\epsilon_{\text{eq}}$ . Обозначениям 1—7 соответствуют значения  $\epsilon_{\text{eq}} \approx 0; 0,72; 1,21; 2,11; 2,73; 2,97$  и  $3,46\%$  ( $\epsilon \approx 0; 1,56; 2,56; 4,7; 5,29; 8,93$  и  $12,1$ ). При достаточно больших значениях  $\epsilon_{\text{eq}} \approx 2\%$  величина  $\Delta U^+$  становится отрицательной. В качестве параметра, определяющего величину приращения  $\Delta c_f / c_{f_0}$ , можно использовать разность между функцией следа  $\Delta U_0^+$  в условиях бестурбулентного потока ( $\epsilon \approx 0$ ) и функцией следа  $\Delta U_t^+$  в условиях повышенного уровня турбулентности набегающего потока ( $\epsilon > 0$ ) при фиксированном числе  $Re^{**}$

$$D = \Delta U_0^+ - \Delta U_t^+$$

На фиг. 7 приведена зависимость опытных значений  $\Delta c_f / c_{f_0}$  от параметра  $D$ . Видно, что значения  $\Delta c_f / c_{f_0}$  хорошо коррелируют с величиной дефицита  $D$  функции следа, в том числе и в области отрицательных значений  $\Delta c_f / c_{f_0}$  и  $D$  (см. также зависимость  $\Delta c_f / c_{f_0} = f(\epsilon_{\text{eq}})$  на фиг. 5). Таким образом, отрицательным значениям  $\Delta c_f / c_{f_0}$  соответствуют отрицательные значения  $D$ , что свидетельствует об уменьшении сопротивления трения  $c_f$  по сравнению с  $c_{f_0}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hancock P. E., Bradshaw P.* The effect of free-stream turbulence on turbulent boundary layers//ASME J. Fluid Engng. 1983. V. 105. № 3. P. 284—289.
2. *Blair M. F.* Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profile development//ASME J. Heat Transfer. 1983. V. 105. № 1. P. 33—47.
3. *Kestin J.* The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates//Advances Heat Transfer. 1966. V. 3. № 1. P. 1—32.
4. *Junkhan G. H., Serovy G. K.* Effects of free-stream turbulence and pressure gradient on flat plate boundary-layer velocity profiles and on heat transfer//ASME J. Heat Transfer. 1967. V. 89. P. 169—176.
5. *Simonich J. C., Bradshaw P.* Effect of free-stream turbulence on heat transfer through a turbulent boundary layer//ASME J. Heat Transfer. 1978. V. 100. № 4. P. 671—677.
6. *Meier H. V., Kreplin H.-P.* Influence of free-stream turbulence on boundary-layer development//AIAA Journal. 1980. V. 18. № 1. P. 11—15.
7. *Thomas N. H., Hancock P. E.* Grid turbulence near a moving wall//J. Fluid Mech. 1977. V. 82. Pt 3. P. 481—496.
8. *Castro I. P.* Effects of free-stream turbulence on low Reynolds number boundary layers//ASME J. Fluid Engng. 1984. V. 106. P. 298—306.
9. *McDonald H., Kreskovsky J. P.* Effect of free-stream turbulence on the turbulent boundary layer//J. Heat and Mass Transfer. 1974. V. 17. № 7. P. 705—716.
10. *Ким А. Ю., Шумилкин В. Г.* Влияние турбулентности внешнего потока на характеристики турбулентного пограничного слоя//Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2302. С. 22—35.
11. *Murlis J., Tsai H. M., Bradshaw P.* The structure of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers//J. Fluid Mech. 1982. V. 122. P. 13—56.
12. *Antonia R. A., Rajagopalan S., Subramanian C. S., Chambers A. J.* Reynolds-number dependence of the structure of a turbulent boundary layer//J. Fluid Mech. 1982. V. 121. P. 123—140.
13. *Fang Liangwei, Hoffman J. A.* Effects of anisotropic free-stream turbulence on turbulent boundary layer behaviour//Proc. Int. Conf. on Fluid Mech. Beijing, 1987. P. 56—61.
14. *Raghunathan S., McAdam R. J. W.* Freestream turbulence effects on attached subsonic turbulent boundary layers//AIAA Journal. 1983. V. 21. № 4. P. 503—508.
15. *Charnay G., Compte-Bellot G., Mathieu J.* Development of a turbulent boundary layer on a flat plate in an external turbulent flow//AGARD CP 93. 1971. P. № 27.
16. *Evans R. L.* Free-stream turbulence effects on the turbulent boundary layer//ARC CP 1282. 1974.
17. *Реник Е. У., Коробкина А. С.* К вопросу о выборе турбулизатора, фиксирующего переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный//Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1988. Вып. 4. № 15. С. 47—53.
18. *Дербунович Г. И., Земская А. С., Реник Е. У., Соседко Ю. П.* Использование сеток для управления структурой турбулентного потока в аэродинамических трубах//Уч. зап. ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 1. С. 11—20.
19. *Монин А. С., Яглом А. М.* Статистическая гидромеханика//М.: Наука, 1967. Ч. 2. 120 с.
20. *Clauser F. H.* Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients//J. Aeronaut. Sci. 1954. V. 21. № 2. P. 91—108.
21. *Winter K. G., Gaudet L.* Turbulent boundary-layer studies at high Reynolds numbers at Mach numbers between 0,2 and 2,8//ARC RM. 1973. № 3712.
22. *Реник Е. У., Соседко Ю. П., Тронина Н. С.* Исследование структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя//Пристенное турбулентное течение: Тр. XVIII Сиб. теплофиз. семинара. Ч. 2. Новосибирск: Ин-т теплофиз. СО АН СССР. 1975. С. 186—202.

Москва

Поступила в редакцию  
14.XII.1993