

УДК 532.526.4

© 2005 г. Н. В. САМОЙЛОВА, В. Г. ШУМИЛКИН

ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА СНИЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ТРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА РАЗРУШИТЕЛЯМИ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР

Весовым методом исследовано влияние повышенной турбулентности набегающего потока на снижение коэффициента поверхностного трения c_f в турбулентном пограничном слое за разрушителями вихревых структур. Степень турбулентности составляла $\epsilon \approx 1.9\text{--}4.9\%$, величина масштаба турбулентности $L_e \approx 40\text{--}110$ мм. Число Рейнольдса Re^{**} пограничного слоя изменялось от 2300 до 7500 при толщине слоя $\delta = 33\text{--}44$ мм. Показано, что повышение степени турбулентности ϵ практически не влияет на относительное снижение трения за разрушителем вихревых структур, тогда как при другом способе снижения трения – оребрении поверхности – выигрыш в трении может увеличиваться в аналогичных условиях повышения.

Ключевые слова: турбулентность, пограничный слой, снижение трения, разрушители вихревых структур.

Экспериментальному исследованию влияния интенсивности турбулентности ϵ набегающего потока на поверхностное трение c_f в турбулентном пограничном слое посвящено большое число работ, например [1–7]. В [1–4] даны обзор и анализ таких исследований. Степень турбулентности ϵ здесь и далее определяется как $\epsilon \equiv \epsilon_x = \sqrt{\langle u^2 \rangle} / U_\infty$,

где U_∞ – скорость набегающего потока, $\sqrt{\langle u^2 \rangle}$ – среднеквадратичная продольная составляющая пульсации скорости. Результаты исследований показали, что повышение степени турбулентности приводит, как правило, к увеличению коэффициента поверхностного трения. Однако величина относительного приращения трения $\Delta c_f / c_{f0}$ (c_{f0} – коэффициент трения в малотурбулентном потоке) зависит не только от степени турбулентности ϵ , но и от масштаба турбулентности L_e , а также от параметров пограничного слоя: от толщины δ слоя и числа Рейнольдса Re^{**} , определенного по толщине потери импульса. В [3] предложена обобщенная зависимость приращения трения $\Delta c_f / c_{f0}$ на гладкой поверхности от эквивалентной степени турбулентности ϵ_{eq} , которая позволяет учесть совместное влияние определяющих параметров ϵ , L_e / δ и Re^{**} . Эта зависимость хорошо согласуется с результатами опытов [3] в широком диапазоне определяющих параметров, в частности в диапазоне чисел Рейнольдса $Re^{**} = 350\text{--}3000$.

В исследованиях влияния параметров турбулентности на трение рассматривалось, как правило, обтекание гладких поверхностей без каких-либо устройств, воздействующих на пограничный слой. Однако устройства для снижения трения, трансформирующие пограничный слой, такие как разрушители вихревых структур или риблеты, могут быть использованы в условиях повышенного уровня внешней турбулентности, например на самолете в зоне влияния струи двигателя или вследствие возмущений потока элементами конструкции летательного аппарата. В [7] исследовано влияние повышенной турбулентности на обтекание оребренной поверхности (риблетов) и показано, что относительное снижение трения в рассмотренном случае увеличивается.

Решетка	M , мм	d , мм	S	A_u	n_u	A_v	n_v
1	106.5	10	0.160	0.65	0.76	0.42	0.66
2	106.5	20	0.313	0.53	0.71	0.24	0.49
3	106.5	35	0.494	0.31	0.45	0.69	0.79

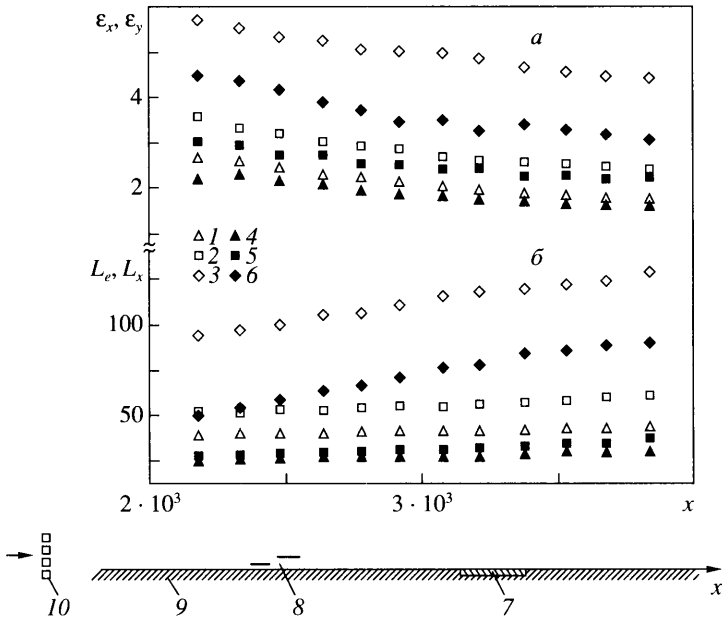
Также представляет интерес влияние турбулентности набегающего потока на пограничный слой за разрушителями вихревых структур и на их эффективность в качестве устройства для снижения трения. Этот вопрос изучается в данной работе. При испытаниях контролировались параметры турбулентности набегающего потока.

При этом предварительно рассматриваются условия моделирования повышенного уровня турбулентности набегающего потока.

1. Испытания проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе (Т-124 ЦАГИ) замкнутого типа с закрытой рабочей частью с размерами $1000 \times 1000 \times 4000$ мм. При испытаниях скорость набегающего потока варьировалась в диапазоне $U_\infty = 8\text{--}32$ м/с, пульсации скорости потока в данной трубе без решеток (но с базовой моделью) составляли $\varepsilon \approx 0.04\text{--}0.06\%$. Исследования турбулентного пограничного слоя проводились на базовой модели, которая представляла собой пластину длиной 3380 мм, размахом 1000 мм, толщиной 75 мм, которая устанавливалась горизонтально в центральном сечении рабочей части трубы. Носовая часть пластины была выполнена в виде полуэллипса с отношением осей 1:12, хвостовая часть длиной 275 мм имела оживальную форму. На пластине располагался люк, в котором размещалась платформа тензометрических весов с полупроводниковым преобразователем, размеры платформы: 285×285 мм. Расстояние от носка пластины до центра платформы составляло 2000 мм. Среднеквадратичная погрешность измерения силы трения с помощью тензовесов была порядка 0.3% (положение платформы плавающего элемента весов в процессе испытаний не перенастраивалось). Турбулентный режим течения в пограничном слое над плавающим элементом весов обеспечивался с помощью турбулизатора в виде полоски высотой 3 мм и шириной 20 мм, располагавшегося по всей ширине пластины на расстоянии 460 мм от ее носка.

Повышение степени турбулентности ε набегающего потока обеспечивалось с помощью турбулизирующих решеток, установленных на расстоянии 1215 мм от передней кромки базовой модели вверх по потоку. Исследования проводились с тремя двухплоскостными решетками № 1, 2, 3, выполненными из стержней с квадратными поперечными сечениями шириной, соответственно, $d = 10, 20, 35$ мм. Решетки имели одинаковый шаг ячейки (расстояние между центрами ячеек) $M = 106.5$ мм и коэффициенты заполнения (отношение суммарной площади, занимаемой прутками решетки, к общей площади проходного сечения трубы в месте установки решетки) $S = 1 - (1 - d/M)^2$, соответственно $S = 0.16, 0.313, 0.494$ (см. таблицу). Следует отметить, что приведенные значения S определены с учетом неполных шагов решетки по краям ее. Поджатие потока в сопле трубы на участке от задней плоскости решеток до начала рабочей части трубы составляло порядка 1.15, что мало влияло на анизотропию турбулентности за решетками.

Разрушитель вихревых структур схемы “тандем” представлял собой две тонкие пластинки (ленты) толщиной 0.15 мм, натянутые поперек (по размаху) над базовой моделью параллельно ее поверхности друг за другом на разной высоте. Передняя и задняя кромки пластинок имели клиновидную форму с углом при вершине 15° . Расстояние между ними вдоль продольной координаты x было равно 300 мм, а расстояние от передней кромки базовой модели до первой из них составляло 970 мм. Длина



Фиг. 1. Распределения продольных и поперечных пульсаций скорости $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ [%] (а) и диссипационного и интегрального масштабов турбулентности L_e, L_x [мм] (б) вдоль базовой пластины за турбулизирующими решетками (x [мм] – размерная продольная координата): 1, 4 – решетка 1; 2, 5 – 2; 3, 6 – 3; 7 – плавающий элемент весов, 8 – разрушитель вихревых структур, 9 – базовая пластина, 10 – решетка; а – 1–3 – ε_x , 4–6 – ε_y ; б – 1–3 – L_e , 4–6 – L_x

первой пластинки вдоль x составляла $l_1 = 20$ мм, второй – $l_2 = 25$ мм, первая устанавливалась на высоте $h_1 = 10$ мм, а вторая – $h_2 = 12$ мм (см. фиг. 1). В относительных единицах длины пластинок варьировались в диапазоне $l_1/\delta_1 = 0.85\text{--}1.14$ и $l_2/\delta_2 = 0.84\text{--}1.13$, а высоты: $h_1/\delta_1 = 0.43\text{--}0.37$ и $h_2/\delta_2 = 0.44\text{--}0.54$. Здесь δ_1 и δ_2 – толщины пограничного слоя в сечениях, соответствующих передним кромкам первой и второй лент. Толщина пограничного слоя δ определялась по значению поперечной координаты y в точке, где средняя скорость $U = 99\% U_\infty$.

Измерение параметров турбулентности выполнялось с помощью термоанемометра постоянной температуры DISA55M. Продольные пульсации скорости потока были измерены с помощью одноканального термоанемометра с датчиком, нить которого располагалась перпендикулярно скорости потока. Для измерения поперечных пульсаций использовался двухканальный термоанемометр с двухниточным датчиком, у которого обе нити располагались крестообразно в одной плоскости (x, y). Они были изготовлены из вольфрамовой проволоки диаметром 5 мкм, длина чувствительного участка 1.5 мм. Поскольку характерный масштаб турбулентности в данном эксперименте был равен $L_e \approx 40\text{--}110$ мм (см. ниже) можно сделать вывод о том, что указанные размеры рабочего участка датчика обеспечивали вполне достаточную линейную разрешающую способность термоанемометра. Его градуировочная зависимость описывалась полиномом четвертой степени, коэффициенты которого находились методом наименьших квадратов. Для учета влияния роста температуры потока в аэродинамической трубе замкнутого типа на показания термоанемометра был разработан специальный алгоритм внесения соответствующих поправок.

Наряду с интенсивностью пульсаций скорости были также измерены интегральные масштабы турбулентности L_x . Измерения были выполнены с помощью аналогового прибора (Т-метра), предложенного в [8]. Т-метр, в основу работы которого положен метод спектральных отношений (метод А. Таунсенда), позволяет измерять интегральный временной масштаб T стационарного случайного процесса. Подробное описание принципа работы Т-метра дано в [8]. Определение оценки линейных масштабов L_x продольных пульсаций скорости основывалось на справедливости гипотезы Тейлора для течений за решетками [9]: $L_x = T \cdot U$, где U – продольная компонента средней скорости в точке измерения.

Кроме того, оценка интегрального временного масштаба определялась из спектра мощности продольных пульсаций $S(f)$ с использованием соотношения

$$T = \lim_{f \rightarrow 0} \frac{1}{4f} S(f) \sqrt{\langle u^2 \rangle}$$

Сравнение обеих оценок интегрального масштаба L_x показало хорошее совпадение.

Помимо интегрального масштаба турбулентности проводилась оценка диссипационного масштаба турбулентности L_e . Величина L_e вычислялась по соотношению, связывающему скорость диссипации энергии турбулентности с затуханием продольной составляющей пульсации скорости за решетками [10]

$$U_\infty \frac{d\langle u^2 \rangle}{dx} = \frac{(\langle u^2 \rangle)^{3/2}}{L_e} \quad (1.1)$$

Зависимость затухания продольных (как и поперечных) пульсаций обычно описывается степенным соотношением

$$\frac{\sqrt{\langle u^2 \rangle}}{U_\infty} = \varepsilon_x \sim (x')^{-n} \quad (1.2)$$

где $x' = x/M$.

В универсальных переменных, впервые введенных в [11], эта зависимость для продольных пульсаций имеет вид

$$\frac{\varepsilon_x}{\sqrt{S}} = A_u (x')^{-n_u} \quad (1.3)$$

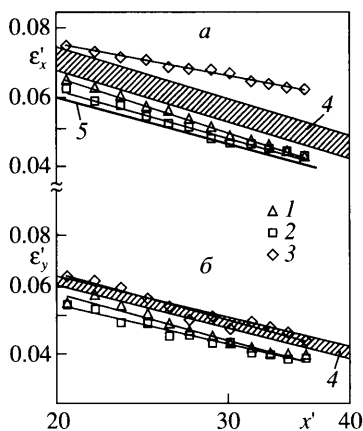
По измеренным распределениям продольных пульсаций методом наименьших квадратов определялись константы A_u и n_u , и вычислялся диссипационный масштаб турбулентности с учетом (1.1)–(1.3)

$$L_e = M \cdot \sqrt{S} \frac{A_u}{2n_u} (x')^{1-n_u} \quad (1.4)$$

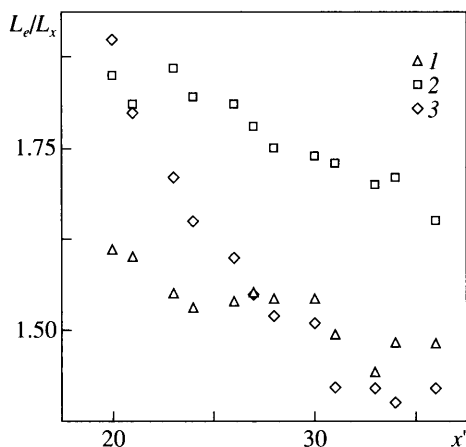
Значения констант A_u и n_u приведены в таблице.

2. Результаты измерений параметров турбулентности потока за турбулизирующими решетками приведены на фиг. 1–3. Параметры турбулентности ε_x , ε_y , L_e и L_x представлены в зависимости от продольной координаты x – расстояния от решетки до точки измерения.

Распределения относительных продольных (u) и поперечных (v) пульсаций скорости $\varepsilon_x = \sqrt{\langle u^2 \rangle}/U_\infty$ и $\varepsilon_y = \sqrt{\langle v^2 \rangle}/U_\infty$ вдоль базовой пластины, включая зону весов показаны на фиг. 1, а, на фиг. 1, б – распределения интегрального и диссипационного



Фиг. 2. Приведенные продольные и поперечные пульсации скорости $\epsilon'_x = \epsilon_x/\sqrt{S}$, $\epsilon'_y = \epsilon_y/\sqrt{S}$ (экспериментальные данные и аппроксимирующие кривые) в зависимости от относительной продольной координаты $x' = x/M$: 1–3 – решетки 1–3, 4 – [11], 5 – [12]

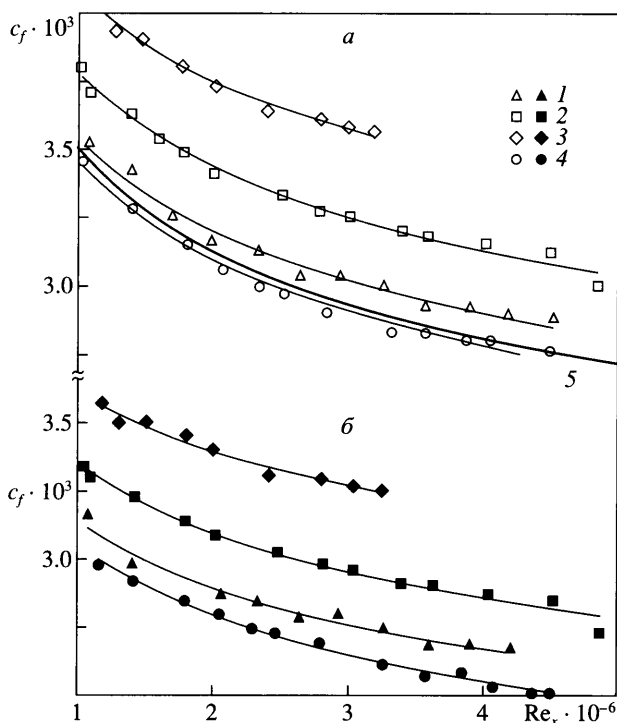


Фиг. 3. Отношение диссипационного и интегрального масштабов турбулентности L_e/L_x в зависимости от x' : 1–3 – решетки 1–3

масштабов турбулентности L_x , L_e . Зависимости приведены для каждой из трех решеток: 1, 2, 3. Из фиг. 1, а следует, что отношение продольных пульсаций к поперечным составляет $\epsilon'_x/\epsilon'_y = 1.1\text{--}1.3$. Это согласуется с известными данными измерения анизотропии за сетками (решетки из круглых прутков): $\epsilon_x/\epsilon_y = 1.2\text{--}1.3$ см., например, [4]. Из фиг. 1, б видно, что диссипационный масштаб турбулентности L_e над платформой весов составлял порядка 40–110 мм, соответственно, его отношение к толщине пограничного слоя $L_e/\delta \approx 0.9\text{--}3.8$, поскольку измеренные значения δ на платформе весов варьировались в пределах (в зависимости от скорости потока U_∞): $\delta = 33\text{--}44$ мм.

Распределения пульсаций представлены на фиг. 2 в универсальных переменных $\{\epsilon/\sqrt{S}; x'\}$. Следует отметить, что в области передней кромки пластины $x' \approx 11$, что больше координаты выравнивания полей средней скорости и пульсаций за решетками [4, 11]. Следовательно, формирование пограничного слоя на пластине происходило в условиях выровненного поля средней скорости. Сравнение на фиг. 2 настоящих измерений с данными [12, 13] (в универсальных переменных) показало хорошее согласование результатов. Как указывалось выше, константы зависимостей, описывающих затухание интенсивности пульсаций (как для продольных – A_u и n_u , так и для поперечных – A_v и n_v), за решетками в данных опытах (фиг. 2) приведены в таблице. Там же даны геометрические параметры решеток.

Связь между интегральным и диссипационным масштабами турбулентности показана на фиг. 3 в виде зависимости отношения L_e/L_x от расстояния x' . Из представленных результатов видно, что коэффициент пропорциональности лежит в диапазоне 1.5–2.3, при этом наибольшее значение относится к решетке 3, имеющей наименьший темп затухания продольных пульсаций. В [1] получено $L_e \approx 1.5L_x$, что хорошо согласуется с результатами данных измерений, приведенными на фиг. 3.



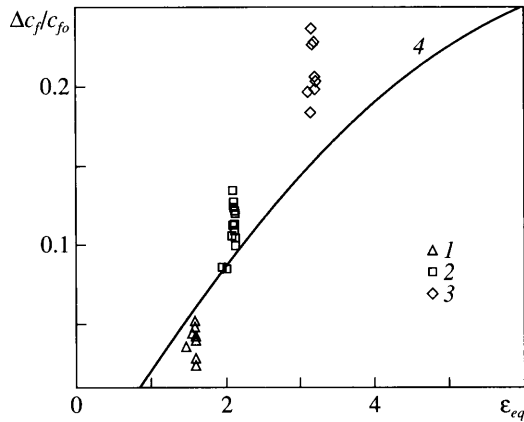
Фиг. 4. Коэффициент поверхностного трения c_f на гладкой пластине (а) и за разрушителем вихревых структур (б) при повышенной турбулентности потока за решетками и без них (экспериментальные данные и аппроксимирующие кривые): 1–3 – решетки 1–3, 4 – без решетки, 5 – [13]

Таким образом, результаты измерений ϵ_x , ϵ_y , L_e и L_x находятся в хорошем согласовании между собой, закон вырождения турбулентности за исследуемыми решетками согласуется с известными данными.

3. Коэффициенты трения, измеренные на пластине без и с разрушителем вихревых структур для трех разных решеток и без них, приведены соответственно на фиг. 4, а, б.

Зависимости коэффициента трения c_f от числа Рейнольдса Re_x , измеренные на гладкой пластине с решетками и без них, соответствуют степени турбулентности $\epsilon = 1.9, 2.6, 4.9\%$ и $\epsilon \approx 0$ (фиг. 4, а). Здесь и далее число Рейнольдса: $Re_x = U_\infty x/\nu$, где ν – вязкость, а величина $x \approx 1900$ мм определялась как расстояние от условного начала турбулентного режима течения в пограничном слое до центра платформы весов. Расстояние x оценивалось по измеренным значениям толщин вытеснения δ^* и потери импульса δ^{**} (в центре платформы весов) и соотношениям Никурадзе, Прандтля, Лойцянского и Сивелса–Пейна, связывающих δ^* , δ^{**} и Re_x [14]. Здесь же на фиг. 4, а приведена зависимость Сивелса–Пейна для гладкой пластины. Результаты измерений коэффициентов трения в данных испытаниях при $\epsilon \approx 0$ совпадают с этой кривой в пределах 1–1.5%.

Из сравнения кривых на фиг. 4, а видно, что чем выше степень турбулентности набегающего потока, тем выше коэффициент трения. Относительные приращения измеренного коэффициента трения $\Delta c_f/c_{f0}$ (c_{f0} соответствует $\epsilon \approx 0$) на гладкой пластине в зависимости от эквивалентной степени турбулентности ϵ_{eq} , приведены на фиг. 5. Величина ϵ_{eq} , предложенная в [3], включает параметры ϵ , L_e/δ и Re^{**} , кото-



Фиг. 5. Относительное приращение поверхностного трения $\Delta c_f/c_{f0}$ в зависимости от эквивалентной интенсивности турбулентности ε_{eq} : 1–3 – решетки 1–3, 4 – [4]

рые, как показано в [1–4], являются определяющими при оценке влияния повышенной турбулентности на поверхностное трение

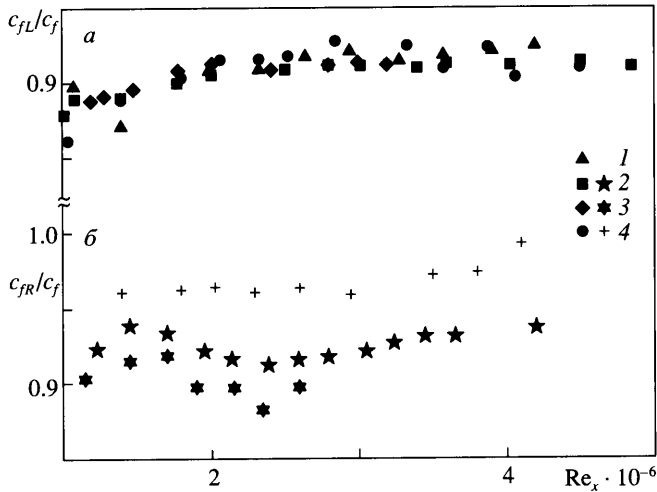
$$\varepsilon_{eq} = \varepsilon/\alpha \cdot \beta, \quad \alpha = 1 + 0.16L_e/\delta, \quad \beta = 1 + 3 \exp(-Re^{**}/740) \quad (3.1)$$

Обобщенная зависимость [3] приращения коэффициента трения $\Delta c_f/c_{f0}$ от эквивалентной степени турбулентности ε_{eq} на фиг. 5 показывает, что результаты данных измерений не ложатся на кривую обобщенной зависимости. Это объясняется главным образом различием диапазонов изменения числа Рейнольдса Re^{**} . Обобщенная зависимость была получена на основании опытов в диапазоне чисел $Re^{**} \approx 350\text{--}3000$, а в данных испытаниях $Re^{**} \approx 2300\text{--}7500$. Значения параметров ε и L_e/δ в данных опытах соответствуют диапазону измерений в [3]. Если для построения обобщенной зависимости данные [3] дополнить результатами измерений при $Re^{**} \approx 3000\text{--}7500$, то потребуется некоторая корректировка коэффициентов обобщенной зависимости и изменится вид кривой на фиг. 5.

Зависимости коэффициента трения c_f от Re_x на фиг. 4, б получены с разрушителем вихревых структур с решетками и без них. Из сравнения фиг. 4, а и б видно, что в каждом из трех случаев при повышении степени турбулентности приращение коэффициента трения c_f (по сравнению $\varepsilon \approx 0$) при наличии и без разрушителей практически такое же. Это также видно на фиг. 6, а, где приведены относительные значения коэффициента поверхностного трения c_{f1}/c_f (c_{f1} – с разрушителем, c_f – без них), полученные в испытаниях с решетками и без них. Все экспериментальные зависимости на фиг. 6, а приблизительно, в пределах погрешности эксперимента, совпадают.

Таким образом, для данного разрушителя вихревых структур повышение турбулентности набегающего потока практически не влияет на относительное снижение коэффициента трения в зоне весов. Снижение трения за разрушителем сначала нарастает вниз по потоку, доходит до максимума, а затем уменьшается и “сходит на нет” [15, 16], поэтому, если в каждом сечении этой области пониженного трения имеет место аналогичная картина, что и в зоне весов, то повышение уровня турбулентности не влияет на относительное снижение сопротивления трения за разрушителем. В пользу этого предположения свидетельствует и то, что измерения на весах (фиг. 4, б) охватывают диапазоны числа Рейнольдса $Re_x = 1\text{--}5 \cdot 10^6$ и степени турбулентности $\varepsilon \approx 1.9\text{--}4.9\%$.

При определении эффективности разрушителя вихревых структур как устройства снижения трения учитывается не только падение трения за ним, но и его собст-



Фиг. 6. Влияние повышенной степени турбулентности набегающего потока на снижение поверхностного трения за разрушителем вихревых структур (а) и на риблетах (б): 1–3 – решетки 1–3, 4 – без решетки

венное сопротивление. При оптимальных параметрах разрушителя вихревых структур падение c_f за ним заметно превышает его собственное сопротивление. Так для ранее исследованного разрушителя [15] с параметрами, близкими к параметрам рассматриваемого устройства, относительное снижение трения в зоне весов составляло 9%, а уменьшение полного сопротивления (включая собственное сопротивление) на участке базовой пластины длиной 1800 мм – 8%.

В условиях повышенной степени турбулентности собственное сопротивление разрушителя может увеличиваться. Однако продольные размеры его обтекаемой поверхности (суммарная длина лент) существенно меньше протяженности области пониженного трения. Так, например, в [15] – не менее, чем в 35 раз. Следовательно, повышение турбулентности не снижает эффективность разрушителей, обеспечивающих значительное снижение полного сопротивления (8–10%) при большой области пониженного трения за ними.

Иная картина наблюдается при возрастании степени турбулентности потока, обтекающего оребренную поверхность. Результаты весовых измерений для риблетов [7], выполненных в той же аэродинамической трубе и с теми же базовой пластиной и решетками (2 и 3) даны для сравнения на фиг. 6, б. Риблеты имели треугольную форму ребер, выполненных с высотой ребра порядка 0.16 мм и плоскими промежутками между основаниями ребер 0.14 мм, шаг оребрения 0.32 мм. В параметрах закона стенки шаг оребрения варьировался в пределах $s^+ \approx 10\text{--}23$. Видно, что с ростом ϵ относительное снижение трения на риблетах несколько увеличивается: от 4 до 8–9%. При этом это возрастание выигрыша в трении обусловлено тем, что пограничный слой на оребренной поверхности слабо реагирует на повышение степени турбулентности набегающего потока [7], тогда как на гладкой поверхности, с которой сравнивается оребренная, трение увеличивается.

Отличие риблетов от разрушителей вихревых структур, возможно, заключается в том, что вязкий подслой на риблетах “зажат” между ребрышками и не поддается воздействию внешней турбулентности в такой же степени, как это происходит на гладкой пластине, в том числе на гладкой поверхности за разрушителем. Если проводить аналогию с [3], то, возможно, для риблетов следует учитывать не только отношение мас-

штаба турбулентности к толщине пограничного слоя L_e/δ , но и к толщине вязкого подслоя L_e/δ_e .

Заключение. Повышение интенсивности турбулентности набегающего потока до $\epsilon = 4.9\%$ практически не изменяет относительное снижение поверхностного трения за разрушителями вихревых структур, достигающее 9%, и тем самым практически не снижает эффективность разрушителей в качестве устройства для снижения трения. При другом пассивном способе снижения трения – оребрении поверхности – выигрыш в трении может увеличиваться в аналогичных условиях повышения степени турбулентности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 04-01-00632).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blair M.F. Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profil development // J. Heat Transfer. 1983. V. 105. P. 33–47.
2. 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.
3. Кузнецов В.К., Левицкий В.Н., Репик Е.У., Соседко Ю.П. Влияние турбулентности набегающего потока на поверхностное трение в турбулентном пограничном слое // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 65–75.
4. Репик Е.У., Соседко Ю.П. Управление уровнем турбулентности потока. М.: Физматлит, 2002. 240 с.
5. Гудилин И.В., Ким А.П., Шумилкин В.Г. Экспериментальное исследование вырождения турбулентности за диафрагмами и решетками // Тр. ЦАГИ. 1994. Вып. 2509. С. 24–40.
6. Гудилин И.В., Ким А.П., Шумилкин В.Г. Влияние турбулентности внешнего потока на пограничный слой // Тр. ЦАГИ. 1994. Вып. 2509. С. 3–23.
7. Енютин Г.В., Лашков Ю.А., Самойлова Н.В., Шумилкина Е.А. Влияние внешней турбулентности и градиента давления на эффективность снижения турбулентного трения на мелкоребристой поверхности // Уч. записки ЦАГИ. 1991. Т. 22. № 4. С. 33–38.
8. Зимонт В.Л., Прасковский Л.А., Тарышкин А.Г. Способ определения интегрального масштаба и коэффициента асимметрии турбулентных пульсаций непосредственно в процессе эксперимента // Тр. ЦАГИ. 1980. Вып. 2048. 22 р.
9. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 400 с.
10. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967. Ч. 2. 120 с.
11. Дербунович Г.И., Земская А.С., Репик Е.У., Соседко Ю.П. Использование сеток для управления структурой турбулентного потока в аэродинамических трубах // Уч. записки ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 1. С. 11–20.
12. Comte-Bellot G., Corrsin S. The use of a contraction to improve the isotropy of grid generated turbulence // J. Fluid Mechanics. 1966. V. 25. Pt 4. P. 657–682.
13. Dryden H.L., Shubauer G.B., Mock H.K., Skramstad H.K. Measurements of intensity and scale of wind-tunnel turbulence and their relation to the critical Reynolds number of spheres // NASA Rep. 1937. № 581. 32 p.
14. Турбулентные течения в пограничном слое. Ч. 2. Расчетные и экспериментальные исследования // Обзор ОНТИ ЦАГИ. 1980. № 575. 187 с.
15. Гудилин И.В., Лашков Ю.А., Шумилкин В.Г. Совместное влияние продольного оребрения и разрушителей вихревых структур на турбулентное трение на пластине. // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 3. С. 39–46.
16. Savill A.M., Mumford J.C. Manipulation of turbulent boundary layers by outer-layer devices: skin-friction and flowvisualization results // J. Fluid Mech. 1988. V. 191. P. 389–418.