

УДК 532.526.4:536.24

© 2000 г. Н.П. МИХАЙЛОВА, Е.У. РЕПИК, Ю.П. СОСЕДКО

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА И АНАЛОГИИ РЕЙНОЛЬДСА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА

Представлены результаты систематического экспериментального исследования влияния уровня турбулентности потока на коэффициенты теплоотдачи и аналогии Рейнольдса в широком диапазоне изменения основных параметров турбулентности набегающего потока (интенсивности и масштаба турбулентности и числа Рейнольдса). Введено понятие эквивалентной турбулентности потока, объединяющее эти параметры. Установлено, что с ее увеличением коэффициенты поверхностного трения и теплообмена возрастают, при этом коэффициент аналогии Рейнольдса остается неизменным.

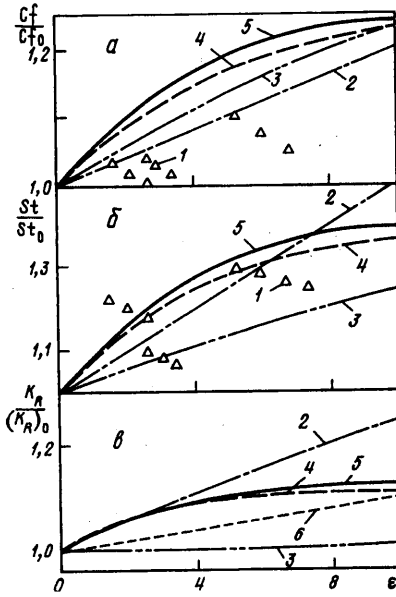
Исследованию влияния интенсивности турбулентности набегающего потока  $\varepsilon = u'/U_\infty$  на интегральные характеристики турбулентного пограничного слоя уделяется особое внимание (здесь  $u'$  – среднеквадратичное значение пульсации продольной составляющей скорости,  $U_\infty$  – скорость набегающего потока). Однако имеющиеся результаты экспериментальных исследований существенно расходятся между собой, причем не только количественно, но и качественно.

В качестве примера на фиг. 1 приведено сравнение опытных зависимостей относительных значений коэффициентов поверхностного трения  $C_f/C_{f_0}$  теплоотдачи  $St/St_0$  и аналогии Рейнольдса  $K_R/(K_R)_0$  от степени турбулентности потока  $\varepsilon$  [1–5] ( $C_f = 2\tau_w/\rho U_\infty^2$ ,  $St = q/\rho U_\infty C_p (T_w - T_e)$ ,  $K_R = 2St/C_f$ , индекс 0 соответствует условиям в потоке с низким уровнем турбулентности). Расхождение кривых, полученных путем осреднения опытных точек, составляет более 50%.

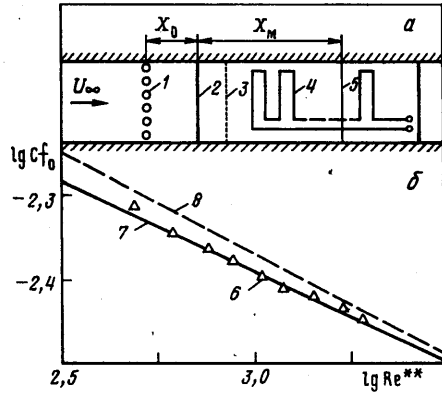
Анализ показывает, что указанное расхождение является следствием неучета влияния, помимо  $\varepsilon$ , дополнительных параметров, таких, как масштаб турбулентности набегающего потока  $L$  и число Рейнольдса  $Re^{**}$ , рассчитанное по толщине потери импульса  $\delta^{**}$ . Иллюстрацией этому могут служить данные [1], приведенные на фиг. 1 в виде трех групп опытных точек, соответствующих разным турбулизирующим сеткам, с помощью которых в опытах создавался высокий уровень турбулентности набегающего потока  $\varepsilon$  с различными масштабами турбулентности  $L$ . В каждой группе точек разброс обусловлен изменением масштаба турбулентности в 2–3 раза.

Попытки учесть влияние масштаба турбулентности и числа Рейнольдса были предприняты в [5, 6] путем внесения поправочных коэффициентов  $\alpha = f_1(L/\delta)$  и  $\beta = f_2(Re^{**})$  в исходный параметр  $\varepsilon$  ( $\delta$  – толщина пограничного слоя). Однако это не дало удовлетворительных результатов, поэтому в [7] было предложено вносить дополнительную поправку, обусловленную влиянием числа  $Re^{**}$ , в саму величину  $\Delta C_f/C_{f_0} = (C_f - C_{f_0})/C_{f_0}$ .

Вопрос учета влияния  $L/\delta$  и  $Re^{**}$  на величину  $C_f$  в изотермическом потоке наиболее полно изучен авторами настоящего исследования в [8], где предложена эмпирическая зависимость приращения  $\Delta C_f/C_{f_0}$  от обобщенного параметра  $\varepsilon_{eq}$  (см. п. 3).



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость коэффициентов поверхностного трения  $Cf/Cf_0$  (а), теплоотдачи  $St/St_0$  (б) и аналогии Рейнольдса  $K_R/(K_R)_0$  (в) от интенсивности турбулентности  $\varepsilon$ : 1 – опытные точки [1], 2–6 – опытные кривые [1–5]

Фиг. 2. Схема экспериментальной установки (а): 1 – генератор турбулентности, 2 – пластина, 3 – турбулизатор, 4 – нагреватель, 5 – измерительное сечение; зависимость коэффициента поверхностного трения  $Cf_0$  от числа  $Re^{**}$  при  $\varepsilon \approx \varepsilon_0$  (б): 6 – опытные точки,  $\Delta T \neq 0$ ; 7 – формула (2.1),  $\Delta T = 0$ ; 8 – формула (2.2)

Что касается влияния  $\varepsilon$  на коэффициент теплоотдачи  $St$  в турбулентном пограничном слое, то, например, в опытах [9, 10] влияние  $\varepsilon$  на величину  $St$  вообще не было замечено, в то время как из опытов [1, 4] следует, что относительная величина приращения  $\Delta St/St_0$  в 1,5–2,5 раза больше величины приращения  $\Delta Cf/Cf_0$  при одинаковых значениях  $\varepsilon$  и прочих равных условиях. Отметим, что неопределенность в количественной оценке влияния  $\varepsilon$  на величину  $St/St_0$  может привести к качественно разным выводам при определении влияния повышенного уровня турбулентности набегающего потока на коэффициент аналогии Рейнольдса.

Цель настоящей работы – установление количественных закономерностей по результатам систематического экспериментального исследования влияния интенсивности турбулентности потока на коэффициенты теплоотдачи и аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое в широком диапазоне изменения основных влияющих параметров потока:  $\varepsilon$ ,  $Re^{**}$  и  $L$ .

1. В настоящих опытах величина  $\varepsilon$  изменялась от 0,12 до 11,7%, отношение  $L/\delta$  – от 0,5 до 4,3, число  $Re^{**} = U_\infty \delta^{**}/\nu$  – от 480 до 2120. Опыты проводились в дозвуковой аэродинамической трубе при значениях скорости потока  $U_\infty = 8–33$  м/с. Исследовался турбулентный пограничный слой на плоской пластине длиной 500 мм, установленной в рабочей части аэродинамической трубы (фиг. 2, а). Передняя кромка пластины 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 передней кромки устанавливался проволочный турбулизатор, оптимальная высота которого выбиралась согласно [11].

Генератор	Конструкция сетки	$M$ , мм	$d$ , мм	$S$	$X_0$ , мм	$\epsilon$ , %	$L$ , мм	$\delta$ , мм
A	Плетеная	7,15	2	0,48	300	1,35	5,9	9,2
B	Плетеная	7,15	2	0,48	71	1,95	5,6	9,5
C	Двухплоскостная	32,8	8	0,43	200	3,9	13,3	13,8
D	Однорядная	32,8	8	0,244	250	4,3	14	14
	Двухплоскостная:							
E	круглые прутки	170	40	0,42	680	8,9	38,5	20,7
F	квадратные прутки	170	40	0,42	850	11,7	62,5	14,6

Повышенный уровень турбулентности набегающего потока  $\epsilon$  создавался путем установки в потоке крупноячеистых сеток в соответствии с рекомендациями [12].

В табл. 1 приведены размеры ячеек  $M$ , значения диаметра прутков  $d$  и коэффициента заполнения  $S = 1 - (1 - d/M)^2$  сеток, используемых в опытах в качестве генераторов турбулентности. Здесь же приведены значения расстояния  $X_0$  от генератора до передней кромки пластины; интенсивности турбулентности  $\epsilon$ ; продольного масштаба турбулентности  $L$  и толщины слоя  $\delta$  в рабочем сечении пластины (на расстоянии  $X_M = 300$  мм от передней кромки пластины), где проводились измерения. Значения  $\epsilon$ ,  $L$  и  $\delta$  являются средними в диапазоне изменения скорости потока от 8 до 33 м/с, поскольку от  $U_\infty$  они изменяются незначительно.

В качестве масштаба турбулентности набегающего потока использовался параметр длины диссипации  $L$ , который определялся из уравнения, связывающего характерное время вырождения продольной составляющей пульсаций скорости  $u'$  с характерным периодом наиболее энергосодержащих возмущений [13]

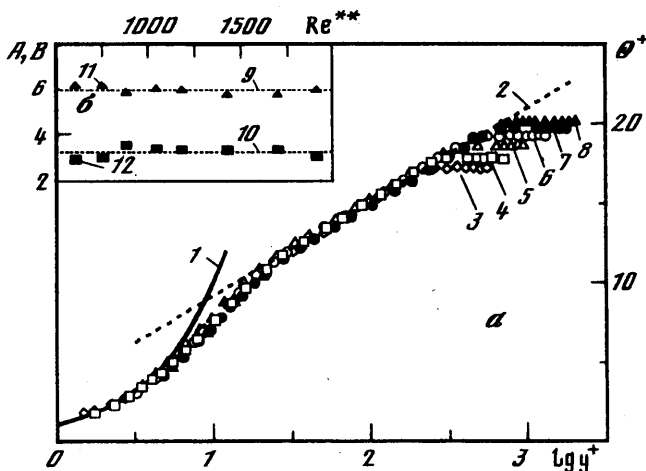
$$U_\infty \frac{d(u'^2)}{dx} = -\frac{u'^3}{L} \quad (1.1)$$

Экспериментально величина масштаба турбулентности определялась из соотношения (1.1) с использованием опытной зависимости  $\epsilon = u'/U_\infty = f(x)$ , характеризующей изменение интенсивности турбулентности потока вдоль обтекаемой пластины.

Для создания необходимого перегрева пластины относительно температуры  $T_\infty$  набегающего потока в пластину был вмонтирован заподлицо с поверхностью пластины электрический нагреватель из нихромовой проволоки, обеспечивающий равномерное распределение теплового потока по длине пластины (фиг. 2, а). Распределение температуры поверхности пластины вдоль по потоку определялось с помощью миниатюрных пленочных термометров сопротивления, выполненных из никелевой фольги, с размерами чувствительного элемента  $1 \times 1,5$  в мм.

Неизотермичность потока обусловлена необходимостью создания перепада температуры обтекаемой поверхности пластины  $T_w$  и потока ( $\Delta T = T_w - T_\infty$ ), что является непременным условием при измерении интенсивности теплообмена между пластиной и потоком. Однако чтобы исключить возможное влияние перепада температур  $\Delta T$  на результаты измерений относительного приращения  $\Delta Cf/Cf_0$  и  $\Delta St/St_0$  в зависимости от  $\epsilon$ , желательно стремиться к условию  $\Delta T \rightarrow 0$ .

Введение дополнительного переменного параметра  $\Delta T/T_\infty$  нежелательно и с той точки зрения, что это приведет к существенному усложнению эксперимента и сделает его практически неосуществимым. С другой стороны, увеличение  $\Delta T$  способствует снижению погрешности измерений при определении коэффициента теплоотдачи  $St$ . Таким образом, возникает необходимость в выборе оптимальной (т.е. максимально допустимой) величины перегрева пластины  $\Delta T$ , при которой возмущения интегральных характеристик пограничного слоя, обусловленные увеличением  $\Delta T$ , не окажут влияния на относительные величины  $Cf/Cf_0$  и  $St/St_0$  и будут примерно одинаковыми при всех исследованных уровнях турбулентности набегающего потока.



Фиг. 3. Профиль температуры в универсальных полулогарифмических координатах (а): 1 -  $\theta^+ = y^+$ , 2 -  $\theta^+ = A \lg y^+ + B$ , опытные данные 3-8 -  $Re^{**} = 487, 609, 882, 1182, 1689, 1907$ ; коэффициенты уравнения (2.3) в функции от числа  $Re^{**}$  (б): 9 -  $A = 5,91$ , 10 -  $B = 3,26$ , 11, 12 - опытные данные

С учетом этого были проведены предварительные контрольные испытания, в которых исследовался характер изменения  $Cf$  при разных значениях  $\Delta T$  и  $\epsilon$ . Было установлено, что при  $\Delta T = 20^\circ C$  уменьшение величины  $Cf_0$  (около 3%) не зависит от  $\epsilon$ .

2. Результаты измерений  $Cf_0$  при перегреве пластины  $\Delta T \approx 23^\circ C$  в зависимости от числа Рейнольдса приведены на фиг. 2, б. Коэффициент поверхностного трения  $Cf$  определялся с помощью метода Клаузера [14]. Опыты проводились в условиях малотурбулентного набегающего потока при  $\epsilon = \epsilon_0 \approx 0,12\%$ . В дальнейшем такой режим течения будем считать соответствующим условию отсутствия турбулентности набегающего потока. Опытные точки аппроксимированы степенной зависимостью

$$Cf_0 = 0,018(Re^{**})^{-0,215}, \quad \Delta T > 0, \quad \epsilon = \epsilon_0 \quad (2.1)$$

Здесь же для сравнения приведены значения  $Cf_0$  для изотермического потока, рассчитанные по формуле Кармана-Шенхерра

$$Cf_0 = \frac{0,0586}{(\lg 2 Re^{**})(\lg 2 Re^{**} + 0,868)} \quad (2.2)$$

Из фиг. 2, б видно, что значения  $Cf_0$  при  $\Delta T > 0$  располагаются несколько ниже значений  $Cf_0$  в изотермическом потоке, при этом их численные значения согласуются с известными решениями (см. [15]). Формула (2.1) используется в дальнейшем как исходная при определении относительного приращения  $\Delta Cf/Cf_0$  в зависимости от  $\epsilon$ .

Экспериментальное определение коэффициентов теплоотдачи  $St$  осуществлялось с применением двух независимых методов, основанных на анализе универсальных свойств распределения температуры в разных зонах турбулентного пограничного слоя. В первом из них коэффициент  $St$  определялся по логарифмическому участку универсального профиля температур (назовем его тепловой метод Клаузера) по аналогии с известным методом Клаузера для определения  $Cf$  по логарифмическому участку универсального профиля скоростей. Во втором методе (метод начального наклона) тепловой поток  $q_w = \lambda(dT/dy)_w$  определялся по наклону начального участка профиля температур в непосредственной близости от обтекаемой поверхности. По степени согласования результатов, полученных с помощью двух разных методов, можно косвенно судить об их достоверности.

$U_\infty$	$Re^{**}$	$Cf_0 \cdot 10^3$	$T_w - T_\infty, ^\circ C$	$(St_0)_s \cdot 10^3$	$(St_0)_c \cdot 10^3$
7,8	487	4,85	24,46	3,00	2,83
9,5	609	4,50	24,81	2,71	2,66
11,5	755	4,32	23,69	2,55	2,57
13,3	882	4,18	23,54	2,58	2,49
16,2	1045	4,00	23,60	2,31	2,40
18,8	1182	3,88	23,02	2,26	2,29
23,7	1425	3,80	23,11	2,04	2,21
28,8	1698	3,68	22,96	2,03	2,14
33,4	1907	3,57	22,89	1,92	2,09

Заметим, что в зарубежной экспериментальной практике для определения местных значений  $St$  широко используется более простой (с точки зрения его осуществления) метод, основанный на измерении расходуемой электрической мощности подогревателя модели при известном значении  $T_w$ . Однако определение значений  $St$  с помощью этого метода связано с большими погрешностями из-за трудностей учета паразитных потерь тепла за счет теплопроводности стенки модели и проводов термопар.

Выражение для логарифмического профиля температур в ядре турбулентного теплового пограничного слоя записывается в виде

$$\theta^+ = A \lg y^+ + B \quad (2.3)$$

$$\theta^+ = \frac{\theta}{T^*}, \quad \theta = T_w - T, \quad T^* = St(T_w - T_\infty) \frac{U_\infty}{U_\tau}, \quad U_\tau = U_\infty \sqrt{\frac{Cf}{2}}, \quad y^+ = \frac{yU_\tau}{\nu} \quad (2.4)$$

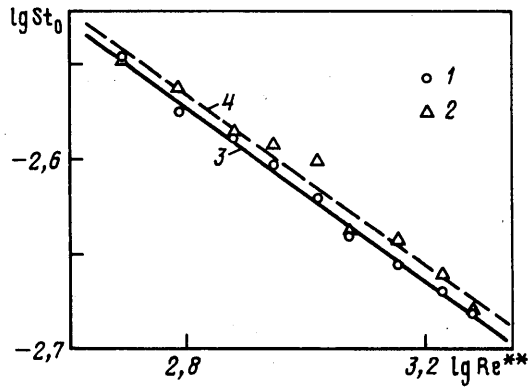
Из опытов [1, 5] следует, что универсальный закон (2.3) соблюдается и при высоких уровнях  $\epsilon$ , что позволяет использовать его для определения коэффициентов теплоотдачи при  $\epsilon > \epsilon_0$ . Так как значения постоянных  $A$  и  $B$ , полученные в разных экспериментах, существенно расходятся между собой, то в настоящих опытах их значения определены по собственным данным, полученным при  $\epsilon \approx \epsilon_0$ .

Профили температуры в тепловом пограничном слое, измеренные при разных числах Рейнольдса (см. табл. 2), представлены на фиг. 3, а в координатах  $\theta^+ = f(\lg y^+)$  в соответствии с соотношением (2.3). При этом значения  $U_\tau$  определялись по измеренным величинам  $Cf_0$  при  $\Delta T \neq 0$ , а значения  $T^*$  были получены с использованием безразмерных коэффициентов теплоотдачи  $St_0$ , определяемых с помощью аналогии Рейнольдса для слаботурбулентного потока,  $St_0 = (K_R)_0 Cf_0/2$ . Поскольку представляет интерес не абсолютная величина  $St$ , а отношение  $St/St_0$  в функции от  $\epsilon$ , то для определенности примем значение  $(K_R)_0 = 1,18$  [5]. Отметим, что значения  $T_w$ , необходимые для построения зависимости вида (2.3), определялись путем экстраполяции к  $y = 0$  значений  $T$ , измеренных вблизи стенки, по методике, описанной ниже.

Значения постоянных  $A$  и  $B$ , полученные в настоящих опытах отдельно для каждого из измеренных профилей температуры (фиг. 3, б), практически не зависят от числа Рейнольдса. Их осредненные значения соответственно равны 5,91 и 3,26. В дальнейшем они используются и в условиях повышенного уровня турбулентности набегающего потока,  $\epsilon > \epsilon_0$ .

При определении безразмерных коэффициентов теплоотдачи  $St$  при  $\epsilon > \epsilon_0$  по измеренному профилю температуры в тепловом пограничном слое используется выражение (2.3), записанное в виде

$$\frac{\theta}{\theta_\infty} = c \lg \frac{yU_\tau}{\nu} + d, \quad c = A St \frac{U_\infty}{U_\tau}, \quad d = B St \frac{U_\infty}{U_\tau}$$



Фиг. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи  $St_0$  от  $Re^{**}$  по экспериментальным данным при  $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ : 1–2 – методы Клаузера и начального наклона, 3–4 – формулы (2.5) и (2.9)

Измеренный профиль температур  $\theta/\theta_\infty$  строится по координате  $lg y^+$ , при этом для  $U_\tau$  используются опытные значения  $Cf$ , полученные при тех же условиях. Численные значения  $St$  определяются по тепловому методу Клаузера.

Значения  $St_0$  в функции от числа  $Re^{**}$  (опытные точки 1 на фиг. 4) описываются степенной зависимостью с относительным среднеквадратичным разбросом  $\sigma = 0,6\%$

$$(St_0)_c = 0,0113(Re^{**})^{-0,224}, \quad \varepsilon \approx \varepsilon_0 \quad (2.5)$$

В дальнейшем формула (2.5) используется для расчета исходных значений  $St_0$  при определении относительного коэффициента теплоотдачи  $St/St_0$  (с использованием теплового метода Клаузера) в условиях  $\varepsilon > \varepsilon_0$ . На фиг. 4 для сравнения приведены также опытные точки 2, полученные с использованием метода начального наклона.

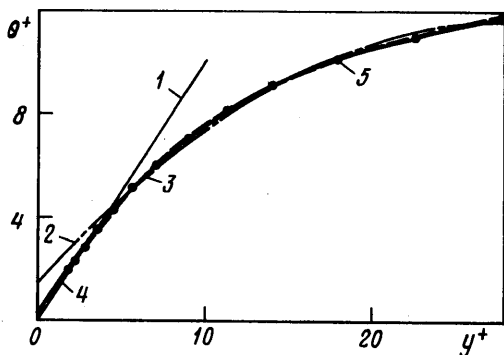
Метод начального наклона для определения коэффициента теплоотдачи  $St = q_w/\rho U_\infty C_p (T_\infty - T_w)$  использовался в настоящих опытах как дублирующий. Плотность местного теплового потока на поверхности  $q_w = \lambda(dT/dy)_w$  определялась по измеренному начальному наклону распределения температуры в непосредственной близости от стенки.

Измерение температуры в пограничном слое осуществлялось с помощью микротермопары, выполненной из сваренных встык тонких (стального и константанового) проводов диаметром  $d = 0,03$  мм. Провода, натянутые между двумя иглообразными державками, отстоящими друг от друга на относительном расстоянии  $l/d = 350$ , располагались параллельно обтекаемой пластине и находились в зоне равных температур.

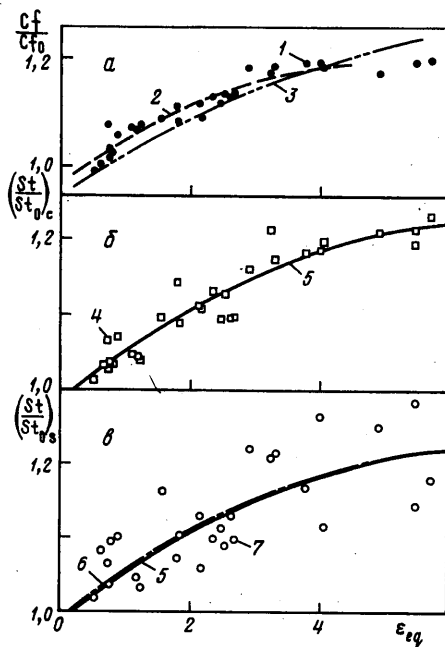
Целесообразность выбора такой конструкции микротермопары следует из соотношения для коэффициента конвективной теплоотдачи  $h \approx 1/\sqrt{d}$ . Уменьшение диаметра  $d$  приводит к интенсификации теплообмена между потоком и спаем термопары. При этом уменьшаются относительные потери тепла от спая за счет теплопроводности проводов термопары и излучения. Этому способствует также размещение отводящих проводов и спая термопары в зоне равных температур [16].

Малые размеры спая микротермопары позволяют измерять температуру потока в зоне вязкого подслоя, где при  $y^+ = yU_\tau/\nu \leq 5$  она изменяется по линейному закону  $\theta^+ = y^+$  (фиг. 3, а).

Однако с ростом  $U_\infty$  физическая толщина вязкого подслоя уменьшается и при  $U_\infty > 30$  м/с измерение температуры потока в зоне ее линейного распределения не представляется возможным, что исключает линейную экстраполяцию измеренных значений температуры потока к стенке и, следовательно, нахождение производной  $(dT/dy)_w$ .



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Результаты аппроксимации экспериментального профиля температуры  $\theta^+ = f(y^+)$  полиномом  $n$ -й степени: 1–4 –  $n = 1$ –4, 5 – осредненные опытные данные

Фиг. 6. Зависимость от параметра  $\epsilon_{eq}$  коэффициентов поверхностного трения  $Cf/Cf_0$  (а) и теплоотдачи  $St/St_0$  по методам Клаузера (б) и начального наклона (в): 1, 4, 7 – опытные данные; 2–3, 5–6 – формулы (3.2), (3.3), (3.4), (3.5)

В этих случаях можно рекомендовать методику определения  $(dT/dy)_w$ , основанную на экстраполяции к  $y = 0$  кривой в виде полинома  $n$ -й степени

$$\theta^+ = C_0 + C_1 y^+ + C_2 y^{+2} + \dots + C_n y^{+n} \quad (2.6)$$

аппроксимирующего опытные точки во всей переходной области теплового пограничного слоя ( $5 \leq y^+ \leq 30$ ). Сущность метода состоит в том, что если в опытном профиле температур, представленном в универсальных координатах  $\theta^+ = f(yU_\tau / \nu)$ , каждый раз строго выбирать одну и ту же зону профиля (например,  $5 \leq y^+ \leq 30$ ), то вследствие пристеночного подобию профилей температур вид зависимости  $T(y)$  в физических координатах должен однозначно определяться формой универсального профиля температуры на этом участке. Чтобы определить конкретный вид зависимости (2.6), проведем сравнение опытных данных, полученных в переходной зоне профиля температур, с результатами аппроксимации этого участка  $\theta^+(y^+)$  полиномами разной степени. На фиг. 5 приведен профиль температур в координатах  $\theta^+ = f(y^+)$ , являющийся результатом осреднения девяти профилей температур, измеренных при  $\epsilon \approx \epsilon_0$  (см. табл. 2).

Аппроксимация профиля температур в диапазоне  $4,5 \leq y^+ \leq 27,7$  полиномами степени  $n = 2, 3$  и 4 (с применением метода наименьших квадратов) дает следующие значения коэффициентов в уравнении (2.6):

$$n = 2: C_0 = 1,4567, C_1 = 0,7184, C_2 = -0,0128$$

$$n = 3: C_0 = 0,2568, C_1 = 1,0406, C_2 = -0,0363, C_3 = 0,0005$$

$$n = 4: C_0 = -0,0672, C_1 = 1,159, C_2 = -0,0502, C_3 = 0,0011, C_4 = -0,00001$$

Из фиг. 5 видно, что аппроксимация опытных точек полиномами 3-й и 4-й степени дает практически один и тот же результат. Однако полином 3-й степени является более предпочтительным, так как численное значение его коэффициента  $C_1$  ближе к единице, чем у полинома 4-й степени. Это важно потому, что именно значение  $C_1$  определяет величину производной  $(dT/dy)_w$ .

Записав с учетом обозначений (2.4) выражения для  $T$  и  $dT/dy$  и подставив в них (2.6), получим при  $y = 0$

$$\left(\frac{dT}{dy}\right)_0 = -C_1 \frac{U_\infty}{\nu} (T_w - T_\infty) St \quad (2.7)$$

$$T_w - T_\infty = \frac{T_0 - T_\infty}{1 - C_0 St \left(\frac{1}{2} Cf\right)^{-1/2}} \quad (2.8)$$

Здесь индекс 0 относится к значениям  $T$  и  $dT/dy$ , полученным в результате экстраполяции к  $y = 0$  полиномом степени  $n$ . Они совпадают с их искомыми значениями  $T_w$  и  $(dT/dy)_w$  только при  $n = 1$  ( $C_0 = 0$ ,  $C_1 = 1$ ). В случае использования полинома 3-й степени в соотношения (2.7), (2.8) подставляются  $C_1 = 1,04$ ,  $C_0 = 0,26$ .

Результаты определения безразмерного коэффициента теплоотдачи в малотурбулентном потоке ( $\epsilon \approx \epsilon_0$ ) с использованием метода начального наклона приведены на фиг. 4. Опытные точки 2 аппроксимированы степенной зависимостью

$$(St_0)_s = 0,0112(Re^{**})^{-0,22}, \quad \epsilon \approx \epsilon_0 \quad (2.9)$$

с  $\sigma = 1,3\%$ . Видно, что значения  $St_0$ , полученные с использованием двух разных методик измерения, хорошо согласуются между собой.

3. Результаты измерений коэффициентов поверхностного трения при повышенных уровнях турбулентности ( $\epsilon > \epsilon_0$ ) в неизотермическом потоке представлены на фиг. 6, а в виде зависимости отношения  $Cf/Cf_0$  от обобщенного параметра, в качестве которого использовано понятие эквивалентной турбулентности потока

$$\epsilon_{eq} = \frac{\epsilon}{\alpha\beta}, \quad \alpha = 1 + a\frac{l}{\delta}, \quad \beta = 1 + 3e^{-Re^{**}/b} \quad (3.1)$$

Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  в соотношении (3.1) содержат постоянные коэффициенты  $a$  и  $b$ , которые определяются опытным путем. Статистическая обработка большого количества опытных точек (109), полученных в [8] в широком диапазоне значений  $\epsilon$ ,  $L/d$  и  $Re^{**}$ , позволила установить оптимальные значения  $a = 0,16$  и  $b = 740$ , при которых разброс опытных точек относительно зависимости  $\Delta Cf/Cf_0 = f(\epsilon_{eq})$  минимален ( $\sigma = 0,0128$ ). В предельных условиях, когда  $L/\delta \rightarrow 0$  и  $Re^{**} \rightarrow \infty$ , величина  $\epsilon_{eq}$  стремится к физической величине  $\epsilon$ .

Значения  $Cf_0$  определялись по эмпирической формуле (2.1). В табл. 3 приведены цифровые значения  $Cf/Cf_0$ .

Опытные точки на фиг. 6, а аппроксимированы полиномом 2-й степени

$$\frac{Cf}{Cf_0} = 0,967 + 0,0912\epsilon_{eq} - 0,0091\epsilon_{eq}^2, \quad \epsilon_0 < \epsilon_{eq} < 6\% \quad (3.2)$$

при этом абсолютная величина среднеквадратичного отклонения опытных точек относительно кривой (3.2) составляет  $\sigma \approx 0,017$ . Для сравнения на фиг. 6, а приведена также опытная зависимость, полученная в [8] для изотермического потока

$$\frac{Cf}{Cf_0} = 0,945 + 0,081\epsilon_{eq} - 0,005\epsilon_{eq}^2 \quad (3.3)$$



Генератор	Re**	$U_{\infty}$	$\epsilon_{eq}$ , %	$T_w - T_{\infty}$ , °C	$Cf/Cf_0$	$(St/St_0)_c$	$(St/St_0)_s$
A	673	9,6	0,54	23,6	0,991	1,013	0,992
	868	13,2	0,64	24,8	1,004	1,033	1,046
	1144	18,7	0,77	24,3	1,015	1,027	1,044
	1363	23,6	0,81	24,5	1,025	1,033	1,026
	1631	28,8	0,79	24,9	1,033	1,038	1,067
B	627	9,7	0,74	24,8	1,076	1,066	1,062
	823	13,3	0,9	24,1	1,056	1,070	1,068
	1112	18,8	1,11	23,7	1,072	1,046	1,034
	1320	23,7	1,18	24,1	1,069	1,045	1,032
	1545	29,2	1,25	23,0	1,077	1,039	1,067
C	721	9,7	1,56	24,8	1,088	1,096	1,133
	939	13,3	1,84	24,2	1,084	1,089	1,104
	1216	18,9	2,18	23,9	1,090	1,108	1,163
	1515	23,9	2,47	23,5	1,119	1,095	1,117
	1778	29,1	2,63	23,4	1,130	1,096	1,135
D	746	9,6	1,8	26,4	1,113	1,143	1,080
	976	13,2	2,14	24,2	1,118	1,112	1,101
	1171	18,8	2,35	24,7	1,129	1,131	1,132
	1407	23,8	2,53	23,5	1,135	1,127	1,135
	1586	28,9	2,67	23,8	1,138	1,097	1,110
E	742	9,5	3,22	24,7	1,173	1,211	1,218
	1066	13,4	4,04	24,6	1,184	1,197	1,214
	1469	19,0	4,88	25,8	1,175	1,209	1,233
	1836	23,9	5,43	26,1	1,194	1,212	1,237
	1836	23,9	5,43	24,6	1,194	1,194	1,205
F	2114	29,0	5,67	25,7	1,199	1,231	1,218
	613	9,6	2,9	26,1	1,184	1,161	1,194
	806	13,4	3,29	25,4	1,187	1,173	1,165
	1085	18,8	3,76	24,8	1,193	1,182	1,173
	1303	23,8	3,98	25,5	1,195	1,186	1,189

Расхождение между этими кривыми находится в пределах разброса опытных точек.

На фиг. 6, б и в представлены результаты экспериментального определения безразмерных коэффициентов теплоотдачи, полученных с использованием теплового метода Клаузера и метода начального наклона в условиях повышенного уровня турбулентности набегающего потока ( $\epsilon > \epsilon_0$ ).

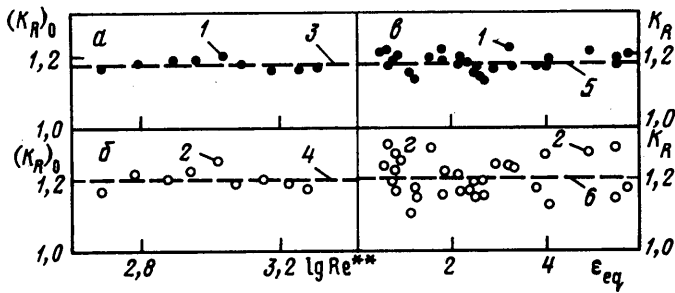
Опытные данные аппроксимированы соотношениями

$$\left(\frac{St}{St_0}\right)_c = 0,9853 + 0,0706\epsilon_{eq} - 0,0052\epsilon_{eq}^2 \quad (3.4)$$

$$\left(\frac{St}{St_0}\right)_s = 0,9925 + 0,0689\epsilon_{eq} - 0,0051\epsilon_{eq}^2 \quad (3.5)$$

при этом среднеквадратичный разброс опытных точек относительно кривых составляет  $\sigma_c = 1,2\%$  и  $\sigma_s = 4,8\%$ . Значения  $St_0$  в (3.4) и (3.5) рассчитывались по формулам (2.5) и (2.9) соответственно.

Из фиг. 6, б и в следует, что разброс опытных точек, полученных с использованием метода начального наклона, в 4 раза больше, чем в случае применения теплового метода Клаузера. Тем не менее зависимости (3.4) и (3.5), полученные при осреднении



Фиг. 7. Коэффициент аналогии Рейнольдса  $K_R$  в функции от числа  $Re^{**}$  при  $\epsilon \approx \epsilon_0$  (а, б) и от обобщенного параметра  $\epsilon_{eq}$  (в, г): 1-2 – методы Клаузера и начального наклона, 3-4 –  $(K_R)_0 = 1,178$  и  $1,198$ , 5-6 –  $K_R = 1,179$  и  $1,203$

опытных данных с использованием метода наименьших квадратов, хорошо согласуются между собой (см. фиг. 6, в), что свидетельствует о надежности полученных результатов.

Анализ опытных данных, приведенных на фиг. 7, а, б, показывает, что при  $\epsilon \approx \epsilon_0$  коэффициент аналогии Рейнольдса  $K_R = 2St/Cf$  не зависит от числа  $Re^{**}$ . Заметим, что разброс опытных значений  $(K_R)_S$  вдвое больше разброса значений  $(K_R)_C$ . Однако значение коэффициента аналогии Рейнольдса  $(K_R)_S = 1,198 \pm 0,026$ , полученное путем осреднения результатов независимой обработки каждого режима течения при  $\epsilon \approx \epsilon_0$ , в пределах 2% согласуется со значением  $(K_R)_0 = 1,18$  [5].

Одним из важных результатов, полученных в настоящем исследовании, является установление того опытного факта, что темп относительного приращения коэффициентов теплоотдачи и поверхностного трения при увеличении  $\epsilon_{eq}$  практически одинаков для одних и тех же условий проведения эксперимента.

Приведенные на фиг. 7, в, г опытные данные, полученные с использованием разных методов измерения, позволяют сделать вывод о независимости коэффициента аналогии Рейнольдса  $K_R$  от эквивалентной турбулентности  $\epsilon_{eq}$ . При этом найдены осредненные значения  $K_R$

$$(K_R)_C = 1,179 \pm 0,024, \quad (K_R)_S = 1,203 \pm 0,052$$

Таким образом, результаты настоящего исследования зависимости  $K_R$  от обобщенного параметра  $\epsilon_{eq}$  согласуются с опытами [2] (см. кривую 2 на фиг. 1, в) и качественно расходятся с результатами опытов [1,3-5], согласно которым значения коэффициента  $K_R$  увеличиваются с ростом  $\epsilon$ .

**Заключение.** Систематическое экспериментальное исследование влияния уровня турбулентности потока на коэффициенты теплоотдачи и аналогии Рейнольдса в широком диапазоне изменения основных влияющих параметров потока (интенсивности  $\epsilon$  и масштаба  $L$  турбулентности набегающего потока, числа  $Re^{**}$ ) показало возможность использования понятия эквивалентной турбулентности потока  $\epsilon_{eq}$ , объединяющего в одном обобщенном параметре величины  $\epsilon$ ,  $L$  и  $Re^{**}$ . Получены эмпирические соотношения для оценки влияния  $\epsilon_{eq}$  на значения коэффициентов поверхностного трения  $Cf$  и теплообмена  $St$  в турбулентном пограничном слое. Установлено, что с увеличением  $\epsilon_{eq}$  значения  $Cf$  и  $St$  возрастают, при этом коэффициент аналогии Рейнольдса остается постоянным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01257).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Simonich J.C., Bradshaw P.* Effect of free-stream turbulence on heat transfer through a turbulent boundary layer // *Trans. ASME. J. Heat Transfer.* 1978. V. 100. № 4. P. 671–677.
2. *Дубах Е.Р., Епик Е.Д.* Heat transfer in a boundary layer in turbulized air flow // *Proc. 6th Intern. Heat Transfer Conf. Toronto, Canada.* 1978. V. 2. P. 507–512.
3. *Адмайтис И.-Э.И., Чесна Б.А., Вилемас Ю.В.* Экспериментальное исследование теплоотдачи и трения цилиндра, продольно обтекаемого турбулизированным потоком воздуха с переменными физическими свойствами // *Тр. АН ЛитССР, Сер. В.* 1981. Т. 1. (122). С. 51–69.
4. *Пядишиус А.А., Шланчяускас А.А.* Турбулентный теплоперенос в пристенных слоях. Вильнюс: Моклас, 1987. 238 с.
5. *Blair M.F.* Influence of free-stream turbulence on turbulent boundary layer heat transfer and mean profile development. Pt. II // *Trans. ASME. J. Heat Transfer.* 1983. V. 105. № 1. P. 33–47.
6. *Hancock P.E., Bradshaw P.* The effect of free-stream turbulence on turbulent boundary layers // *Trans. ASME. J. Fluid Engng.* 1983. V. 105. № 3. P. 284–289.
7. *Castro I.P.* Effects of free-stream turbulence on low Reynolds number boundary layers. // *Trans. ASME. J. Fluid Engng.* 1984. V. 106. № 3. P. 298–306.
8. *Кузенков 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.
9. *Kestin J.* The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates // *Advances in Heat Transfer.* N.Y.; L.: Acad. Press, 1966. V. 3. P. 1–32.
10. *Junkhan G.H., Serovy G.K.* Effect of free-stream turbulence and pressure gradient on flat plate boundary-layer velocity profiles and on heat transfer // *Trans. ASME. J. Heat Transfer.* 1967. V. 89. № 2. P. 169–176.
11. *Репик 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.
12. *Дербунович Г.И., Земская А.С., Репик Е.У., Соседко Ю.П.* Использование сеток для управления структурой турбулентного потока в аэродинамических трубах // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1982. Т. 13. № 1. С. 11–20.
13. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
14. *Clauser F.H.* Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. // *J. Aeronaut. Sci.* 1954. V. 21. № 2. P. 91–108.
15. *Кутателадзе С.С.* Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 366 с.
16. *Репик Е.У., Кузенков В.К.* Экспериментальное исследование связи между теплоотдачей и сопротивлением трения в турбулентном пограничном слое с продольным градиентом давления // *Теплофизика высоких температур.* 1980. Т. 18. № 6. С. 1196–1202.

Москва

Поступила в редакцию  
12. II. 1999