

Энергетические оценки критического числа Ричардсона при устойчивой стратификации были выполнены Ричардсоном и Прандтлем, а также Тейлором [4]. Значения  $Ri^*$ , полученные этими авторами, соответственно равны  $Ri^* > 2$  и  $Ri^* > 1$ .

Значения локального критического числа Рейнольдса во всей области изменения числа  $Ri$ , полученные численным путем, приведены на фиг. 2 и 3. Предельные значения  $Ri^*$  помечены на оси абсцисс точками А и В. Кривая  $Ri^*$  делит плоскость  $Ri$ ,  $Ri$  на две области. При значениях  $Ri$  и  $Ri$ , относящихся к области I, течение будет ламинарным, а в области II — турбулентным.

В заключение отметим, что результаты, полученные выше, могут быть использованы для расчета критического режима течения различных плоских течений.

Поступила 14 IX 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Джаугашгин К. Е. Двумерный свободный пограничный слой в стратифицированной среде. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 4.
2. Левин В. Б. К расчету основных характеристик турбулентных потоков с поперечным сдвигом. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 4.
3. Вулис Л. А. Тепловой режим горения. М.—Л., Госэнергоиздат, 1954.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.

УДК 532.526.

### ЗАКОН ТРЕНИЯ В ОБЛАСТИ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ ЗА ПРОНИЦАЕМЫМ УЧАСТКОМ

Ю. В. БАРЫШЕВ, А. И. ЛЕОНТЬЕВ, Н. К. ПЕЙКЕР

(Москва)

Представлены результаты измерений трения за проникаемым участком в дозвуковом турбулентном пограничном слое при интенсивности вдувания  $j=0.003-0.04$ . Предлагаются методы расчета локальных коэффициентов трения в области газовой завесы и критерия Рейнольдса, определенного по толщине потери импульса, которые находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментом.

Современные полуэмпирические интегральные метода расчета основаны на использовании балансовых уравнений пограничного слоя — интегральных соотношений. Для решения конкретных задач с использованием интегральных уравнений необходимо иметь дополнительную информацию о связи между коэффициентом трения  $c_f$ , критерием Стентона  $St$  с критериями Рейнольдса, построенными по толщине потери импульса  $Re^{**}$  и энергии  $Re_t^{**}$ , т. е. законы трения и теплообмена [1], которые нуждаются в экспериментальной проверке для рассматриваемых условий.

В работах [2, 3] экспериментально подтверждена справедливость закона теплообмена в области газовой завесы за проникаемыми участками различной длины для дозвукового турбулентного пограничного слоя в широком диапазоне интенсивности вдувания  $j=(\rho v)_w/(\rho u)_0=0.001-0.04$ .

Здесь  $\rho_w$  и  $v_w$  — плотность и скорость вдуваемого газа на стенке  $\rho_0$  и  $u_0$  — плотность и скорость потока вне пограничного слоя.

Авторам неизвестно опубликованных работ по измерению трения в области газовой завесы за проникаемым участком.

В данной работе исследуется справедливость закона трения [1]

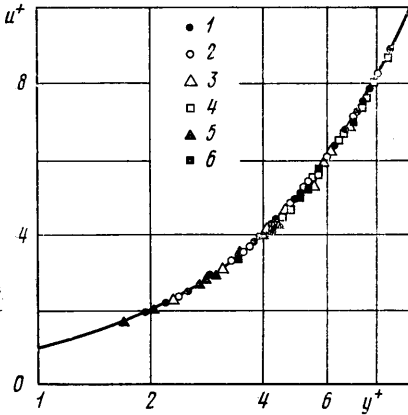
$$(1) \quad c_f = 0.0256 Re^{** - 0.25} \quad (\text{для } Re^{**} \leq 10^4)$$

в области газовой завесы за проникаемыми участками различной длины в дозвуковом турбулентном пограничном слое.

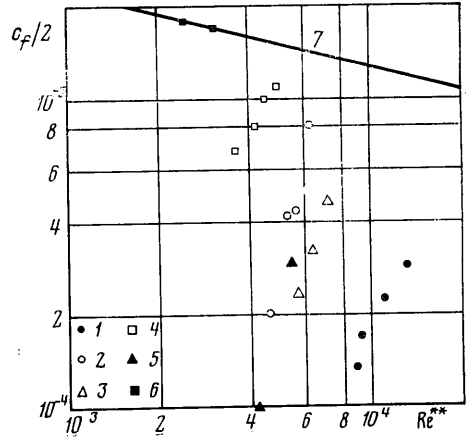
Эксперименты проводились в малой дозвуковой аэродинамической трубе непрерывного действия Института механики МГУ, рабочая часть которой представляла собой прямоугольный канал с размерами поперечного сечения  $0.07 \times 0.075$  м<sup>2</sup> и длиной 0.6 м. Верхней стенкой служила модель, нижняя была гибкой и позволяла изменять высоту и профиль рабочей части в зависимости от интенсивности вдувания так, чтобы статическое давление оставалось постоянным по длине. Параметры потока не изменялись и составляли: скорость 50 м/сек, температура 290–300° С, число Рей-

нольда на  $1 \text{ м}$   $3.6 \cdot 10^6$ , степень турбулентности  $0.2-0.3\%$ . Измерительная модель состояла из проницаемого участка длиной  $x_1=0.04$  или  $0.16 \text{ м}$  и непроницаемой измерительной пластины длиной  $0.22 \text{ м}$ , установленной сразу за участком вдува. Более подробное описание экспериментальной установки, аналогичной модели, системы подвода и контроля вдуваемого воздуха приводится в [3-5].

Для измерений профилей осредненных скоростей использовался термоанемометр 55 M01 фирмы «DISA» в комплекте со скоростным мостом 55 M10 и вспомогательным оборудованием. Использовались стандартные однониточные проволочные датчики F31 диаметром  $5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$  и длиной  $2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Расстояние от стенки до нити зонда оп-



Фиг. 1



Фиг. 2

ределялось с помощью катометра КМ-8 как половина расстояния между нитью и ее отражением от поверхности пластины.

Измерения проводились на расстояниях  $3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$  выше от поверхности пластины с шагом  $10^{-5}, 5 \cdot 10^{-5}, 10^{-4} \text{ м}$  в зависимости от толщины пограничного слоя. Перед проведением эксперимента и после него датчик термоанемометра тарировался в рабочем положении в аэродинамической трубе. Тщательная очистка потока [4] позволяла сохранять стабильные тарировочные зависимости в течение нескольких часов работы установки. Во время измерений особое внимание уделялось равенству температур вдуваемого воздуха и основного потока, чтобы избежать возможного влияния неравномерности температуры по сечению пограничного слоя [6].

Касательное напряжение на стенке  $\tau_w$  определялось по измеренным градиентам осредненной скорости в вязком подслое. На фиг. 1 приведены неоднократно измеренные распределения скорости, которые показывают надежность определения динамической скорости  $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho_0}$ . (На фиг. 1  $u^+ = u/u_\tau$ ;  $y^+ = yu_\tau/\nu$ ;  $u$  — проекция осредненной скорости на ось  $x$ ;  $y$  — поперечная координата;  $\nu$  — кинематическая вязкость; 1, 3, 4 —  $x_1=0.16 \text{ м}$ ,  $j$  — соответственно 0.02, 0.011, 0.003; 2, 5 —  $x_1=0.04 \text{ м}$ ,  $j$  — соответственно 0.02, 0.04; 6 —  $j=0$ ; 7 — расчет по уравнению  $u^+ = y^+$ .)

Из графика видно, что распределение осредненной скорости в непосредственной близости от стенки соответствует линейному профилю скорости в вязком подслое на гладкой непроницаемой пластине без градиента давления [7]:  $y^+ = u^+$ .

На фиг. 2 проводится сопоставление закона трения (1) с экспериментальными данными авторов. (На фиг. 2 обозначения 1-6 см. на фиг. 1, 7 — расчет по уравнению (1).) Локальные коэффициенты трения  $c_f$  за проницаемым участком рассчитывались по измеренным  $du/dy$  в вязком подслое, а величина  $Re^{**}$  определялась по экспериментально измеренной толщине потери импульса  $\delta^{**}$ . При  $j=0$  закон трения (1) хорошо согласуется с экспериментом, что говорит о надежности выбранной методики измерения. При наличии вдува через предвключенный проницаемый участок эксперимент не подтверждает консервативность закона трения при переходе от проницаемого к непроницаемому участку, причем чем интенсивнее вдув, тем существеннее разница между расчетом и экспериментом.

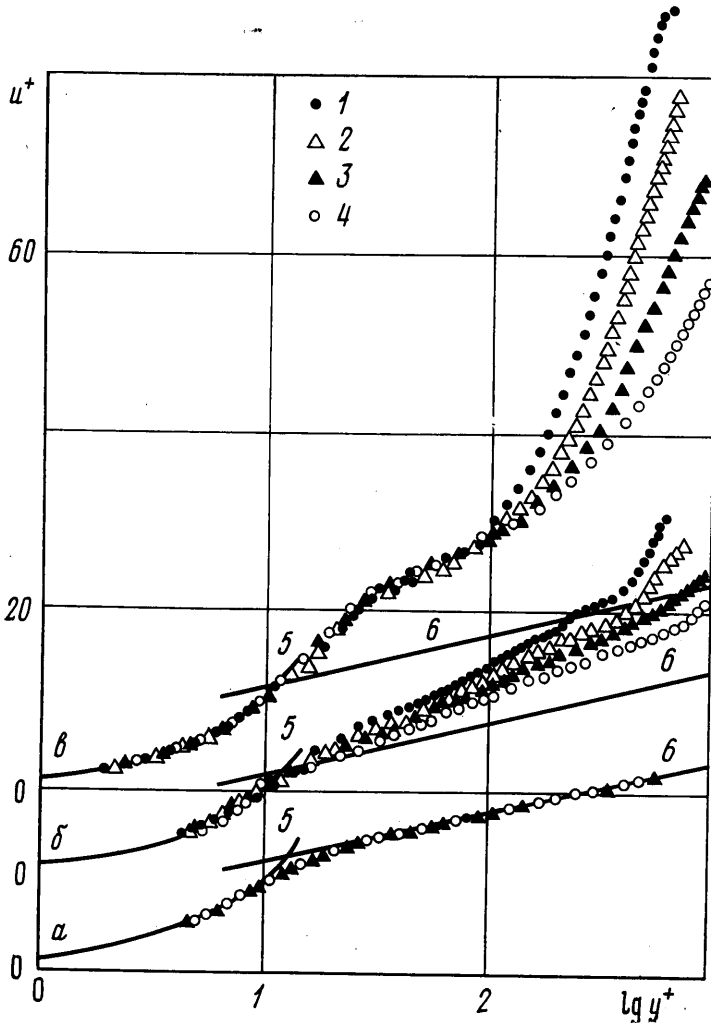
Аналогичный вывод можно сделать, проанализировав экспериментальные профили осредненных скоростей в области газовой завесы для трех случаев течения за проницаемой пластиной длиной  $0.16 \text{ м}$ : а)  $j=0$ , б)  $j=0.003$ , в)  $j=0.02$  (фиг. 3).

На фиг. 3 1 —  $\Delta x = x - x_1 = 0.02 \text{ м}$ ; 2 — 0.04; 3 — 0.08; 4 — 0.16; 5 — расчет по уравнению  $u^+ = u^+$ ; 6 — расчет по формуле (2). При отсутствии вдува профиль скорости

хорошо описывается универсальным профилем в вязком подслое и законом стенки [7]

$$(2) \quad u^+ = 5.75 \lg y^+ + 5.5$$

и соответственно экспериментальная зависимость  $c_f = f(Re^{**})$  подтверждает закон трения (1). Как и следовало ожидать, вдув оказывает существенное влияние на формирование профиля осредненной скорости не только на проницаемой пластине, но и за участком вдува, т. е. в области газовой завесы. При увеличении интенсивности вдува профили скорости не описываются уравнением (2). Чем больше  $j$ , тем более экспериментальный профиль осредненной скорости отличается от универсального,



Фиг. 3

т. е. увеличивается влияние струйной турбулентности (фиг. 3). Таким образом, закон трения в области газовой завесы неконсервативен и для расчета локальных коэффициентов трения за проницаемым участком необходимо вводить поправки, учитывающие влияние вдува.

Введем параметр, аналогичный параметру эффективности газовой завесы [1], — эффективность трения в области газовой завесы, — который характеризует перенос импульса в турбулентном пограничном слое

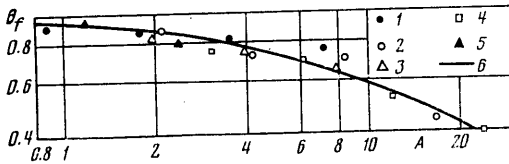
$$(3) \quad \Theta_j = \frac{c_{f0} - c_f}{c_{f0} - c_{f1}}$$

где  $c_{f0}$  — коэффициент трения в «стандартных условиях», рассчитанный по закону (1),  $c_f$  — коэффициент трения в области газовой завесы за проницаемым участком,  $c_{f1}$  — коэффициент трения в конце проницаемой пластины. Тогда экспериментальные данные авторов по трению за проницаемым участком можно обобщить единой зависимостью (фиг. 4), аналогичной расчету эффективности газовой завесы [1]

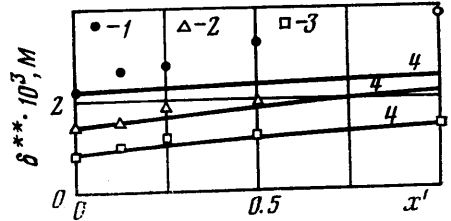
$$(4) \quad \Theta_f = [1 + 0.1 A]^{-0.8}, \quad A = \text{Re}_{\Delta x} / \text{Re}_1^{** 1.25}$$

$$\text{Re}_{\Delta x} = u_0 \Delta x / \nu_0, \quad \text{Re}_1^{**} = u_0 \delta_1^{**} / \nu_0, \quad \Delta x = x - x_1$$

Здесь  $\delta_1^{**}$  — толщина потери импульса в конце проницаемой пластины. (На фиг. 4 обозначения 1–5 см. на фиг. 1; 6 — расчет по формуле (4)). Как видно из выражения (4), эффективность трения можно рассчитать, если знать параметры внешнего



Фиг. 4



Фиг. 5

потока и толщину потери импульса на конце проницаемой пластины. Параметры внешнего потока обычно бывают заданы, а величину  $\delta_1^{**}$  можно определить, используя методы расчета турбулентного пограничного слоя на проницаемой пластине. Интегральное уравнение импульсов в области завесы для обтекания пластины безградиентным потоком несжимаемой жидкости с постоянными физическими параметрами обычно записывается в виде [1]

$$d \text{Re}^{**} / d \text{Re}_{\Delta x} = c_f / 2, \quad \text{Re}^{**} = u_0 \delta^{**} / \nu_0$$

Здесь  $\delta^{**}$  — толщина потери импульса в области газовой завесы. Учитывая (1), (3) и (4), получаем следующую зависимость для расчета величины  $\text{Re}^{**}$ :

$$(5) \quad \frac{d \text{Re}^{**}}{d \text{Re}_{\Delta x}} = \text{Re}^{** - 0.25} f(\text{Re}_{\Delta x}) + g(\text{Re}_{\Delta x})$$

$$f(\text{Re}_{\Delta x}) = 0.0128 [1 - (1 + 0.1A)^{-0.8}], \quad g(\text{Re}_{\Delta x}) = \frac{c_{f1}}{2} (1 + 0.1A)^{-0.8}$$

Уравнение (5) не имеет аналитического решения. На фиг. 5 представлено сравнение результатов численного интегрирования выражения (5) с экспериментальными данными. (На фиг. 5  $x' = \Delta x / x_1$ ;  $x_1 = 0.16$  м, 1–3 j соответственно 0.02, 0.011, 0.003; 4 — расчет по уравнению (5).) При малых интенсивностях вдувания  $j \leq 0.011$  результаты расчета удовлетворительно описывают эксперимент. При  $j = 0.02$  расчет не совпадает с экспериментом. Существенное расхождение результатов расчета и эксперимента при  $j = 0.02$  может быть связано с эффектами отнесения турбулентного пограничного слоя на участке вдувания [4].

Поступила 17 X 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
2. Комаров В. П., Леонтьев А. И. Экспериментальное исследование эффективности завесы в турбулентном пограничном слое. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 2.
3. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Закон теплообмена в области газовой завесы. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 2.
4. Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности при интенсивных вдувах. Инж.-физ. ж., 1976, т. 30, № 5.
5. Рождественский В. И., Барышев Ю. В., Пейкер Н. К. Исследование эффективности газовой завесы при наличии продольного градиента давления. Отчет Ин-та механ. МГУ, 1974, № 1526.
6. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М., «Мир», 1974.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.