

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. У. Репик, В. К. Кузенков, Экспериментальное исследование связи между теплоотдачей и сопротивлением трения в турбулентном пограничном слое с продольным градиентом давления, *ТВТ*, 1980, том 18, выпуск 6, 1196–1202

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.171

26 января 2025 г., 09:46:30



УДК 532.526.4.001.5

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ТЕПЛОТДАЧЕЙ И СОПРОТИВЛЕНИЕМ ТРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ПРОДОЛЬНЫМ ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ

*Репик Е. У., Кузнецов В. К.*

Приводятся результаты экспериментального исследования коэффициентов аналогии Рейнольдса в турбулентном пограничном слое с продольным градиентом давления. Местные значения коэффициентов теплоотдачи и сопротивления трения измерялись по начальным наклонам профилей температуры и скорости в пограничном слое в непосредственной близости от стенки. Приводятся профили температуры и скорости в турбулентном пограничном слое, измеренные в широком диапазоне изменения отрицательных и положительных градиентов давления.

Расчет теплоотдачи и сопротивления трения при обтекании тел газовым потоком существенно облегчается, если известно значение коэффициента аналогии Рейнольдса

$$s = \frac{2 St}{c_f}, \quad St = \frac{q_w}{\rho_\infty u_\infty c_p (T_\infty - T_w)}, \quad c_f = \frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2 / 2}.$$

Здесь  $St$  — местное значение безразмерного коэффициента теплоотдачи;  $c_f$  — местный коэффициент сопротивления трения;  $q_w$  — плотность теплового потока на стенке;  $\tau_w$  — касательное напряжение на стенке;  $T_w$  — температура стенки;  $u_\infty$ ,  $\rho_\infty$ ,  $T_\infty$  — соответственно скорость, плотность и температура газа на внешней границе пограничного слоя.

Однако для условий обтекания тел сложной формы с продольным градиентом давления связь между теплоотдачей и сопротивлением трения изучена мало. В литературе почти нет опытных данных по коэффициенту аналогии при  $dP/dx \neq 0$ , которые могли бы способствовать оценке эффективности имеющихся теоретических решений (например, [1, 2]), а также созданию новых рациональных решений.

В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования связи теплоотдачи и поверхностного трения в турбулентном пограничном слое при наличии в потоке продольного градиента давления. Продольный градиент давления в потоке создавался с помощью профилированного вкладыша, установленного на стенке рабочей части аэродинамической трубы. На рис. 1 показано изменение вдоль вкладыша значений  $dP/dx$  и безразмерного формпараметра  $F = (v_\infty / \rho_\infty u_\infty^3) \cdot dP/dx$ , характеризующего продольный градиент давления. Здесь же приведено изменение скорости на внешней границе пограничного слоя  $u_\infty$  и формпараметра пограничного слоя  $H = \delta^* / \delta^{**}$ .

Нагрев воздуха в аэродинамической трубе осуществляется с помощью нагревателя с кварцевыми лампами. Опыты проводились при числах Рейнольдса, рассчитанных по толщине потери импульса, равных  $Re^{**} = 360$ —

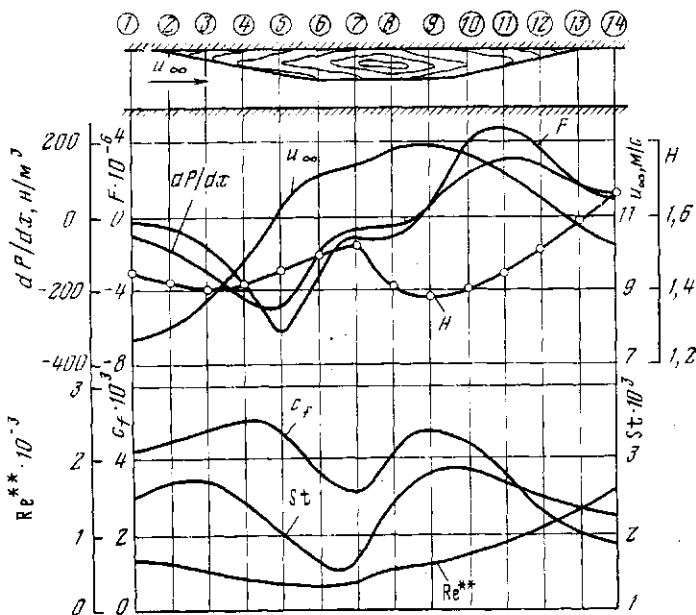


Рис. 1. Изменение характеристик потока в пограничном слое (1-14 - номера измерительных сечений)

1670, и постоянном значении температурного фактора  $\bar{T}_w = T_w/T_\infty \approx 0,8$ . Степень турбулентности набегающего потока  $\sqrt{u'^2}/u_\infty \approx 0,2\%$ .

Распределение скорости в пограничном слое измерялось с помощью трубки полного напора с эллиптическим приемным отверстием высотой  $H=0,187$  с шагом измерения  $0,01$  мм. Перепад давления  $P_0 - P_{ст}$  регистрировался с помощью высокочувствительного спиртового полуавтоматического манометра с оптическим следящим устройством [3]. Среднеквадратическая погрешность манометра  $\sigma$  составляла  $0,004$  мм вод. ст.

Распределение температуры в пограничном слое измерялось с помощью микротермопары, выполненной из сваренных встык тонких стального и константанового проводов диаметром  $d=0,03$  мм. Провода, натянутые между двумя иглообразными державками, располагались параллельно обтекаемой стенке и находились в зоне равных температур, при этом  $l/d \geq 350$ .

Конструкция микротермопары выбиралась из условия обеспечения не только малых размеров ее чувствительного элемента, но и минимальных погрешностей измерения, что достигалось за счет резкой интенсификации подвода тепла к спая микротермопары и, следовательно, уменьшения относительных потерь от спая.

О целесообразности такого подхода можно судить из анализа уравнения теплового баланса спая термопары, которое, при постоянной температуре газа, можно записать в упрощенном виде

$$S_1 \alpha_{\text{нов}} (T_0 - T_e) = \lambda S_2 / L (T_e - T_L) + S_1 c_{12} [(T_e/100)^4 - (T_0/100)^4]. \quad (1)$$

Решая (1) относительно разности между температурой адиабатического торможения и равновесной температурой спая  $\Delta T_e = T_0 - T_e$ , имеем

$$\Delta T_e = (T_e - T_L) \left/ \frac{\alpha_{\text{нов}} L}{\lambda} \frac{S_1}{S_2} + \frac{\alpha_{\tau}}{\alpha_{\text{нов}}} (T_e - T_c) \right. \quad (2)$$

Учитывая, что коэффициент конвективной теплоотдачи  $\alpha_{\text{нов}}$  при ламинарном обтекании цилиндра (проводов) поперек его продольной оси

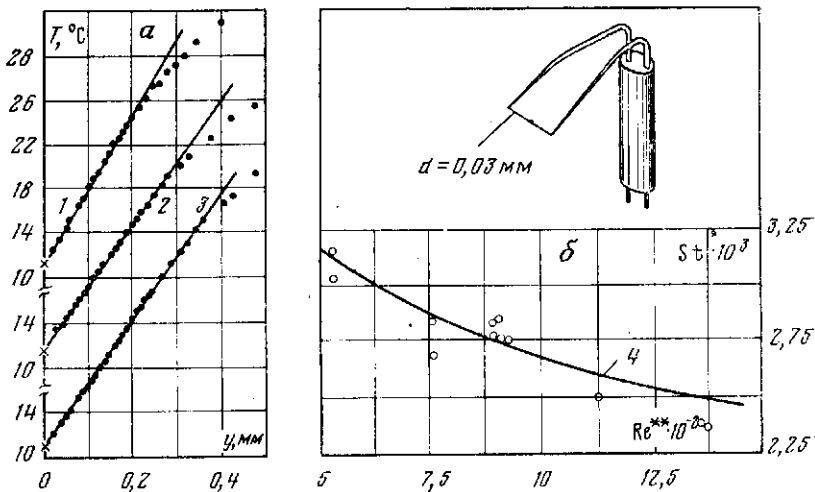


Рис. 2. Типичное распределение температуры газа в пограничном слое в непосредственной близости от стенки при разных числах Рейнольдса (а) и сравнение опытных значений безразмерных коэффициентов теплоотдачи с расчетом при  $dP/dx=0$  (б): 1 —  $Re^{**}=908$ ; 2 — 757; 3 — 525; 4 — расчет [4]

$\alpha_{\text{нов}} \sim 1/\sqrt{d}$ , перепишем соотношение (2) в виде

$$\Delta T_c = -\frac{A}{S_1 L} \lambda (T_c - T_L) d^{1/2} + B \alpha_r (T_c - T_c) d^{1/4}. \quad (3)$$

Здесь  $T_L$  — температура проводов термопары на расстоянии  $L$  от спая;  $S_1$  и  $S_2$  — соответственно площадь омываемой поверхности спая термопары и сечения двух проводов термопары;  $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$  — средний коэффициент теплопроводности проводов термопары;  $\alpha_{\text{нов}}$  — коэффициент конвективной теплоотдачи от газа к спая;  $A$  и  $B$  — константы;  $\alpha_r = c_{1,2} [(T_c/100)^4 - (T_c/100)^4] / (T_c - T_c)$  — коэффициент лучистого теплообмена между спаем и окружающей средой с температурой  $T_c$ .

Из (3) следует, что уменьшение диаметра проводов термопары, которое приводит к увеличению  $\alpha_{\text{нов}}$ , является весьма эффективным средством снижения погрешности измерения, так как это приводит одновременно к уменьшению относительных потерь за счет теплопроводности и излучения.

Типичное распределение температуры газа в пограничном слое в непосредственной близости от стенки, измеренное с помощью микротермопары, приведено на рис. 2, а. О достоверности измеренного распределения температуры в пограничном слое можно судить по стыковке значений температуры газа, измеренной микротермопарой в непосредственной близости от стенки, и температуры стенки, измеренной термопарой, непосредственно заделанной в стенку.

Линейное распределение температуры газа в непосредственной близости от стенки, которое, как показывает опыт, имеет место при любых значениях продольного градиента давления, позволяет определять плотность теплового потока на стенке по начальному наклону распределения температуры вблизи стенки, используя соотношение

$$q_w = \lambda (\partial T / \partial y)_w. \quad (4)$$

На рис. 2, б представлено сравнение опытных значений безразмерных коэффициентов теплоотдачи, полученных с использованием соотношения (4), с их расчетными значениями для случая безградиентного обтекания пластины, которые в этом случае могут быть рассчитаны с высокой сте-

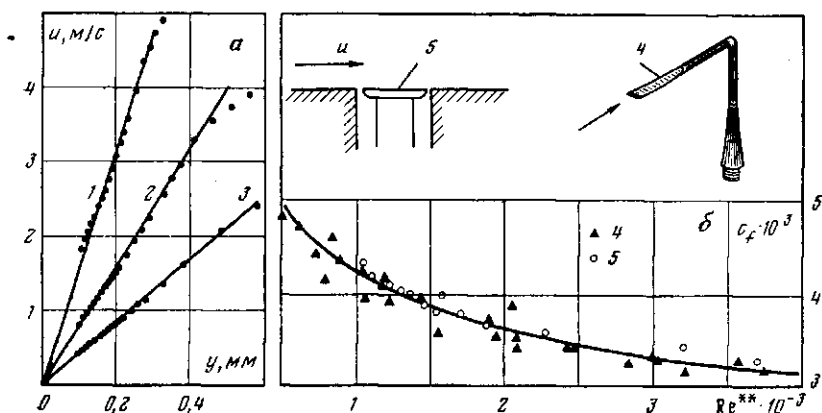


Рис. 3. Типичное распределение скорости в вязком подслое при разных числах Рейнольдса (а) и сравнение опытных значений коэффициентов поверхностного трения, полученных по начальному наклону распределения скорости в пограничном слое и с помощью весовых измерений при  $dP/dx=0$  (б): 1 —  $Re^{**}=1564$ ; 2 — 1053; 3 — 780; 4 — по начальному наклону; 5 — весовые измерения

пенью достоверности [4]. Разброс опытных точек относительно расчетной кривой не превышает  $\pm 6\%$ .

Измерение поверхностного трения осуществлялось по начальному наклону распределения скорости в непосредственной близости от стенки с учетом поправок к показаниям трубки полного напора на влияние вязкости, градиента скорости и близости стенки [5]. Как показано в [6], этот метод измерения может быть использован при любых безотрывных значениях продольного градиента давления.

Предварительная апробация метода измерения трения осуществлялась в условиях безградиентного течения путем сравнения значений  $c_f$ , полученных с помощью этого метода, со значениями, полученными с помощью метода весового измерения силы трения с использованием «плавающего» элемента (рис. 3). Для этого использовались высокочувствительные магнитно-электрические весы с диапазоном измерения силы трения 1–10 мг [7] и индуктивные весы [8] с диапазоном измерения 5–50 мг. Плавающий элемент изготавливался с учетом рекомендаций [9] и имел прямоугольную форму с размерами  $15 \times 30$  и  $4 \times 12,5$  мм соответственно. Разброс опытных точек относительно кривой, полученной путем обработки опытных данных с помощью метода наименьших квадратов, характеризуется относительной среднеквадратичной погрешностью  $\sigma=0,04$  (рис. 3, б).

Для контроля измерение трения дублировалось с помощью датчика с нагреваемым элементом [10], установленного заподлицо с обтекаемой поверхностью. Метод датчика с нагреваемым элементом является одним из наиболее надежных при измерении напряжения трения в потоках с продольным градиентом давления, но без подогрева воздуха в трубе [6]. Поэтому к показаниям датчика при  $T_w=1$  вводились поправки на влияние температурного фактора, величина которых определялась расчетным путем [4] и составляла не более 5% от измеряемой величины трения.

О характере изменения местных коэффициентов поверхностного трения и местных безразмерных коэффициентов теплоотдачи вдоль вкладыша можно судить на основании сглаженных по опытным точкам кривых рис. 1. Как видно, при отрицательном градиенте давления значения  $c_f$  и  $St$  растут, а при положительном — падают. Однако при глубоких отрицательных градиентах давления ( $F < -4 \cdot 10^{-6}$ ) наблюдается тенденция к ламинаризации пограничного слоя, что выражается в наличии характерной седловины в распределении значений  $c_f$  и  $St$  вдоль вкладыша (сечения 4–9).

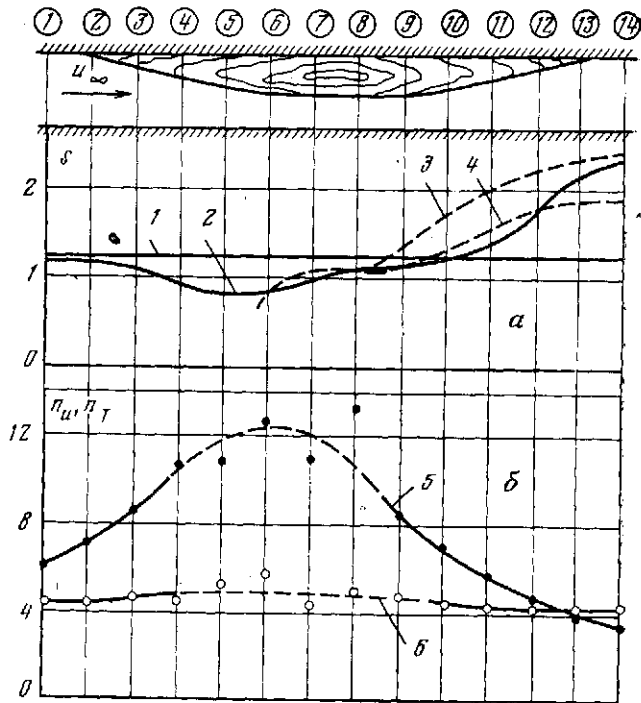


Рис. 4. Изменение фактора аналогии Рейнольдса (а) и изменение показателя степени в степенных законах распределения скорости и температуры в пограничном слое при  $dP/dx \neq 0$  (б): 1 — по Колбурну ( $s = Pr^{-1/2}$ ) [4]; 2 — опыт; 3 — теория [1]; 4 — теория [2]; 5 —  $n_u$ ; 6 —  $n_T$

На рис. 4 представлено изменение коэффициента аналогии Рейнольдса по длине вкладыша, полученное на основании опытных кривых, приведенных на рис. 1. При отрицательном градиенте давления значения  $s$  слегка падают и увеличиваются при положительном градиенте давления, что качественно согласуется с теоретическими решениями [1, 2]. С уменьшением продольного градиента давления значение  $s$  приближается к линии 1, соответствующей безградиентному течению.

Распределение скорости и температуры в пограничном слое вдоль вкладыша при  $dP/dx \neq 0$  приведено на рис. 5, 6. Как видно, вблизи стенки в области вязкого подслоя опытное распределение скорости и температуры при всех рассмотренных значениях продольного градиента давления может быть описано линейным законом. Во внешней части пограничного слоя распределения скорости и температуры описываются степенными законами

$$u/u_\infty = (y/\delta_u)^{1/n_u}, \quad (T - T_w)/(T_\infty - T_w) = (y/\delta_T)^{1/n_T}.$$

Однако, если  $n_u$  заметно увеличивается при отрицательном и уменьшается при положительном градиенте давления, то  $n_T$  слабо зависит от градиента давления (рис. 4, б), т. е. внешняя часть динамического пограничного слоя подвержена влиянию градиента давления в значительно большей степени, чем внешняя часть теплового слоя.

На рис. 7 приведено распределение температуры потока по толщине пограничного слоя, представленное в полулогарифмических координатах

$$T^+ = (T - T_w)/T_\infty = f(\lg y u_\infty / \nu).$$

В турбулентном ядре пограничного слоя при  $dP/dx = 0$  в широком диа-

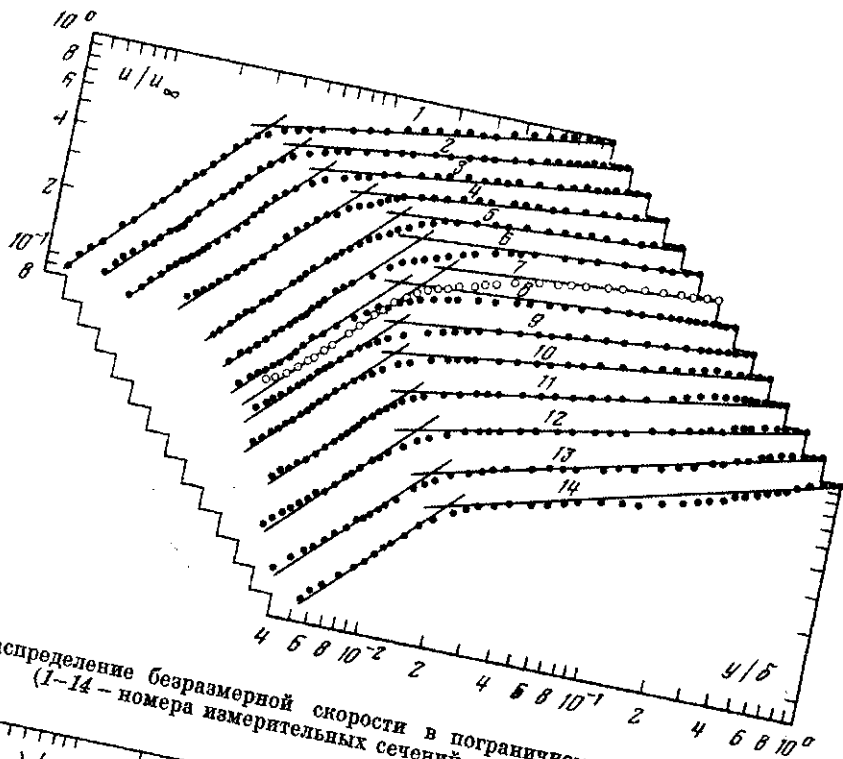


Рис. 5. Распределение безразмерной скорости в пограничном слое при  $dP/dx \neq 0$  (1-14 - номера измерительных сечений вдоль вкладыша)

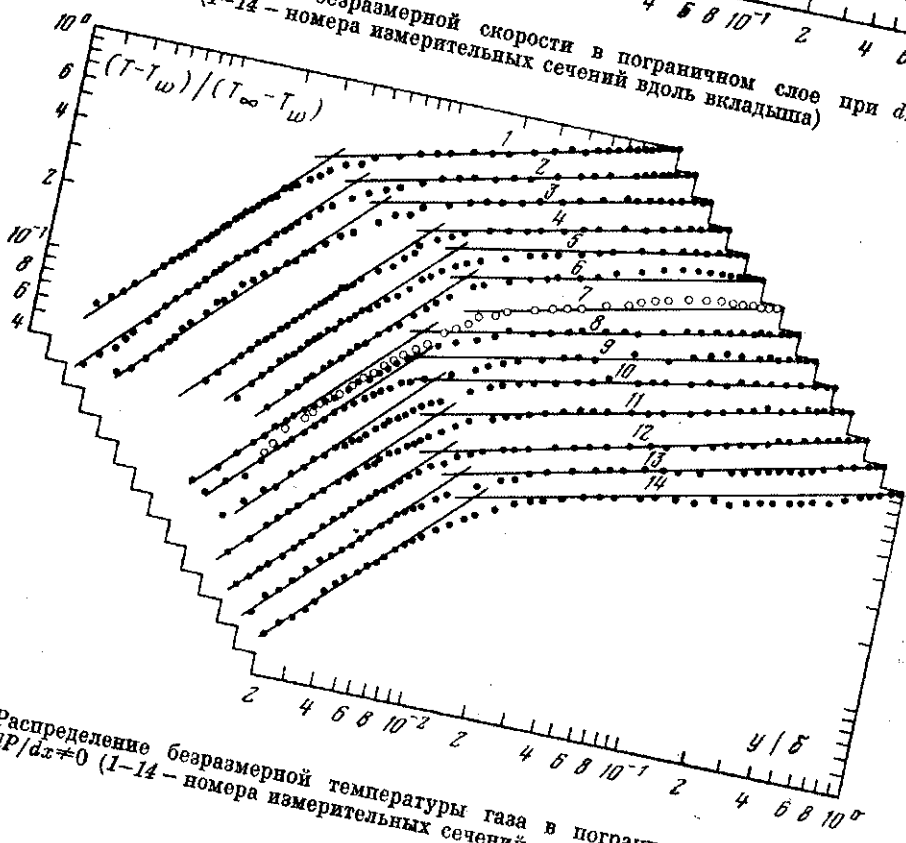


Рис. 6. Распределение безразмерной температуры газа в пограничном слое при  $dP/dx \neq 0$  (1-14 - номера измерительных сечений вдоль вкладыша)

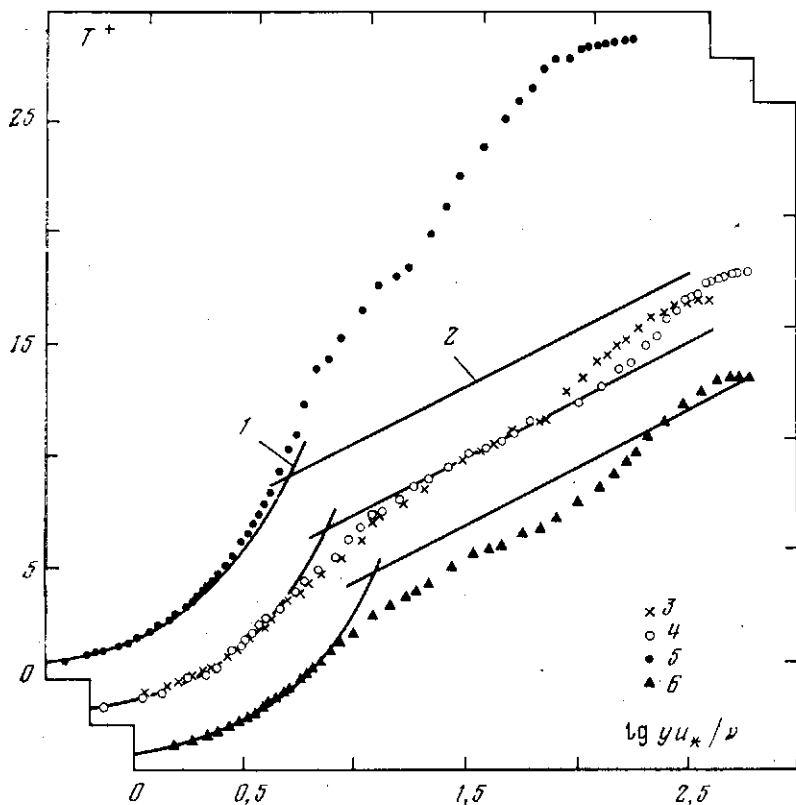


Рис. 7. Распределение безразмерной температуры по толщине пограничного слоя: 1 — линейный закон (6); 2 — логарифмический закон (5); 3, 4 —  $F=0$  (соответственно  $Re^{**}=625$  и  $1369$ ); 5 —  $F=-3,18$ ,  $Re^{**}=358$ ; 6 —  $F=4,85$ ,  $Re^{**}=929$

пазоне чисел  $Re^{**}=600-1400$  опытные точки описываются соотношением  $T^+ = 5,1 \lg yu_w/v + 3,3$ . (5)

При отрицательном градиенте давления опытные точки располагаются выше линии, описываемой соотношением (5), а при положительном — ниже.

В области вязкого подслоя ( $\lg yu_w/v \leq 0,8$ ) все опытные точки независимо от градиента давления описываются линейной зависимостью

$$(T - T_w) / T_\infty = (yu_w / \nu) Pr, \quad (6)$$

$$T_\infty = q_w / (\rho_w c_p u_\infty), \quad u_\infty = \sqrt{\tau_w / \rho_w}$$

Москва

Поступила в редакцию  
15 XI 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N. Tetervin. AIAA J., 7, № 6, 1969.
2. I. E. Alber, D. E. Coates. AIAA J., 9, № 5, 1971.
3. Н. П. Михайлова, Е. У. Репик. Изв. АН СССР, МЖГ, № 1, 1976.
4. Турбулентные течения и теплопередача (под ред. Линь-Цзя цзяо). ИЛ, 1963.
5. Е. У. Репик. ИФЖ, 22, № 3, 1972.
6. Е. У. Репик, В. К. Кузнецов. ИФЖ, 30, № 5, 1976.
7. В. И. Зименков. Авт. свид. № 149919. Бюл. изобр., № 17, 1962.
8. А. Г. Тарышкин, В. В. Свириш. Авт. свид. № 268680, 1969. Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, № 14, 1970.
9. Е. У. Репик, В. Н. Тарасова. Тр. ЦАГИ, вып. 1218, 1970.
10. D. A. Spence, G. L. Brown. J. Fluid Mech., 33, 4, 1968.