

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ГЛАДКОЙ ПЛАСТИНЕ
ПРИ СТУПЕНЧАТОМ ПОДВОДЕ ТЕПЛА**

В. П. Лебедев

(Новосибирск)

Приводятся результаты экспериментального исследования теплообмена при ступенчатом подводе тепла на плоской стенке. Полученные экспериментальные профили температур и данные по теплообмену подтверждают ранее высказанную гипотезу о том, что в этом случае справедлив обычный закон теплообмена, если расчет вести по разности равновесной и действительной температур стенки.

Исследования проводились на экспериментальной установке, которая представляет собой дозвуковую аэродинамическую трубу с рабочим каналом прямоугольного сечения размером $110 \times 110 \times 1300$ мм³. Воздух в рабочий канал поступал через профилированное сопло. Рабочий канал имеет горизонтальный участок теплообмена, состоящий из девяти латунных пластин. Размер каждой пластины 120×95 мм². Для предотвращения продольных перетечек тепла на пластинах имеются поперечные пазы. По длине участка (по оси) на поверхности пластин заделаны 26 нихром-константановых термопар, выполненных из проволоки диаметром 0,2 мм. В некоторых сечениях по ширине пластины закреплялись три термопары. Под каждой пластиной вмонтирован нагревательный элемент. Мощность нагревательных элементов регулируется, что дает возможность произвольно изменять тепловые потоки на стенке. Участок теплообмена снизу и сбоку теплоизолирован. Зазоры между пластиной и боковыми стенками рабочего канала (~ 8 мм) заполнены асбестом. Пластины с нагревательными элементами располагаются на асбоцементных плитах и изолируются снизу слоем пенопласта толщиной 140 мм.

Сначала были проведены тарировочные опыты с целью исследования динамических характеристик течения газа в изотермических условиях. Опыты проводились при обтекании пластины воздухом со скоростями $W_0 = 20-120$ м/сек (при этом число Рейнольдса $R_x = 4 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^6$). Для измерения скорости использовалась трубка полного напора и датчик статического давления. Трубка полного напора имеет прямоугольное сечение высотой 0,5 мм и шириной 1,5 мм. Толщина стенки трубки 0,1 мм. Давление фиксировалось чашечным микроманометром типа ММН, а при больших скоростях течения — U-образным водяным манометром. Измерения показали хорошую равномерность полей скоростей на входе в рабочий канал (неравномерность скоростей не превышала 3%). Изменение скорости по оси канала составило ~ 2%. В процессе динамического исследования были также замерены профили скоростей в пограничном слое. По измеренным профилям скоростей методом Клаузера [1,2] были определены значения локального коэффициента трения c_f . Полученные экспериментальные результаты с точностью 5% согласуются с расчетным значением локального коэффициента трения, определенного по формуле [3]

$$c_f = \frac{0.0256}{R^{**0.25}} \quad (4)$$

где R^{**} — число Рейнольдса, построенное по толщине потери импульса δ^{**} . Это говорит о том, что на пластине имел место развившийся турбулентный пограничный слой.

Далее были проведены опыты по определению тепловых потерь, которые составили ~ 15% общего количества подведенного на стенку тепла.

Тарировочные тепловые опыты заключались в определении коэффициента теплоотдачи на гладкой пластине. Опыты были проведены в квазиизотермических условиях с постоянной температурой стенки и с постоянным тепловым потоком на стенке. Температура стенки в опытах менялась в диапазоне $t_w = 70-150^\circ$ С, а тепловые потоки составляли $q_w = 3000-10000$ ккал/м²час. Температура основного потока была $t_0 = 20-60^\circ$ С. Скорости течения воздуха изменялись в пределах $W_0 = 10-125$ м/сек ($R_x = 2.5 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^6$). По измеренным в опытах величинам (мощности нагревательных элементов, температуре стенки и невозмущенного потока, скорости невозмущенного потока) находилось число Стантона S . При этом вводилась поправка на неизотермичность (4-9%), а также учитывались потери тепла за счет излучения, которые не превышали 4% величины конвективного теплового потока. Разброс экспериментальных точек составил $\pm 10\%$. Средняя кривая, удовлетворяющая экспериментальным точкам, описывается формулой

$$S_0 = 0.0184 R_T^{** -0.25} \quad (P = 0.71) \quad (2)$$

где R_T^{**} — число Рейнольдса, построенное по толщине потери энергии. Это соотношение соответствует формуле, полученной в результате обобщения всех опытных данных по конвективному теплообмену на пластине и в трубе, приведенной в работе [3], а также формуле Себана, используемой в работе [5].

Затем были проведены опыты со ступенчатым подводом тепла. Схема подвода тепла показана на фиг. 1. Все опыты проводились с двумя тепловыми ступенями. Длина ступеней 360 и 240 мм. На фиг. 1 кривая 1 — расчет по формуле (2), экспериментальные точки 2* (0.3, 20.4), 3 (0.5, 76.9), 4* (1.0, 121.5), 5* (3.1, 9.9), 6 (6.5, 14.9), 7 (6.7, 15), 8 (6.7, 15.4), 9 (3.5, 35.0), 10 (3.5, 38.5), 11 (2.8, 78.8) соответствуют отношениям удельных тепловых потоков q_{w1}/q_{w2} (первые значения в скобках) и скоростям течения воздуха W_0 м/сек (вторые значения в скобках). Опыты, отмеченные звездочкой, имели между ступенями адиабатический участок длиной 0.24 м. Опыты осуществлялись в два этапа. Сначала подводилось тепло только на первую ступень q_{w1} . При этом вторая ступень, где $q_{w2} = 0$, находилась под воздействием тепловой завесы со стороны первой. Измерялась температура на адиабатической стенке T_w^* , или так называемая «равновесная» температура. Замеренная равновесная температура соответствовала расчетным значениям, полученным по формуле [6]

$$\frac{T_w^* - T_0}{T_w' - T_0} = \left(1 + i5.5 \frac{x - x_0}{x_0} \right)^{-0.8} \quad [T^\circ \text{K}] \quad (3)$$

Здесь x_0 — длина нагреваемого участка, T_w' — температура в конце нагреваемого участка. Затем подводилось тепло на вторую ступень и измерялась температура стенки T_w в завесной зоне. Данные опытов со ступенчатым подводом тепла обрабатывались двумя способами.

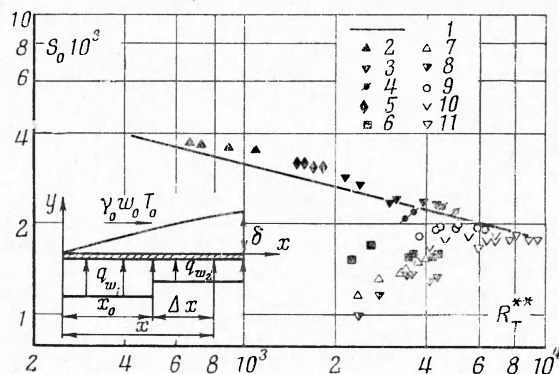
1. Число Стантона в завесной зоне определялось по разности температур стенки и невозмущенного потока ($T_w - T_0$). Из сопоставления экспериментальных точек с кривой на фиг. 1 видно, что в удовлетворительном соответствии с кривой находятся только те опыты, в которых отношение тепловых потоков $q_{w1}/q_{w2} < 1$, или между ступенями имеется адиабатический участок. В таких опытах вследствие малого теплового потока на первой ступени и наличия адиабатического участка перед второй ступенью равновесная температура стенки T_w^* близка к температуре невозмущенного потока T_0 . В тех опытах, в которых начальный тепловой поток превышает последующий, экспериментальные точки отклоняются от кривой. С увеличением отношения q_{w1}/q_{w2} это отклонение растет. Максимальное расхождение точек с кривой (до 2.5 раз) наблюдается в опытах с наибольшим отношением тепловых потоков ($q_{w1}/q_{w2} \sim 6.7$). Таким образом, из этого графика видно, что закон теплообмена в форме уравнения (2) не может быть использован для случая ступенчатого подвода тепла, если коэффициент теплообмена вычисляется по разности ($T_w - T_0$).

2. Коэффициент теплоотдачи вычислялся по разности действительной и равновесной температур стенки. При этом

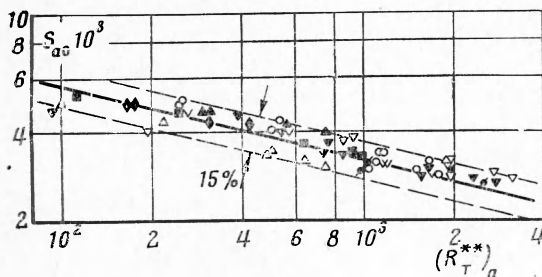
$$S_a = \frac{q_w}{\gamma_0 W_0 c_{p0} (T_w - T_w^*)} \quad (4)$$

В такой обработке опытные данные по теплообмену в завесной зоне при ступенчатом подводе тепла приведены на фиг. 2, на которой обозначения те же, что и на фиг. 1. Здесь S_{a0} — экспериментальное значение числа Стантона, приведенное к стандартным условиям

$$S_{a0} = \frac{S_a}{\Psi_t} \varphi(x, x_0) \quad (5)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Здесь

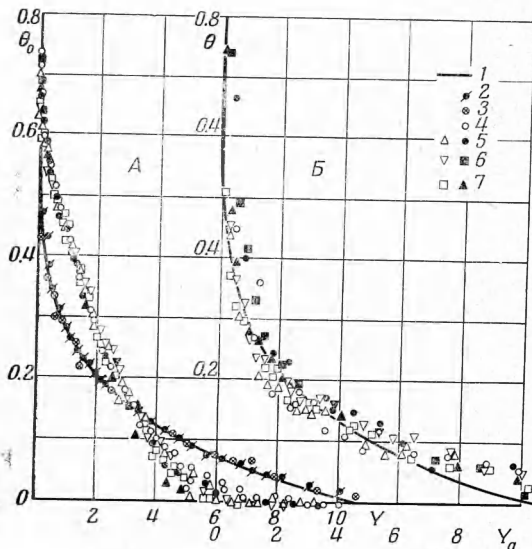
$$\Psi_t = \left(\frac{2}{\sqrt{\psi^* + 1}} \right)^2, \quad \psi^* = \frac{T_w}{T_w^*}, \quad \varphi(x, x_0) = \left(\frac{x}{x - x_0} \right)^{0.114}$$

Ψ_t учитывает влияние неизотермичности на теплообмен [3], $\varphi(x, x_0)$ учитывает влияние предвключенного участка на теплообмен [3,4], x_0 — предвключенный участок второй ступени. Число Рейнольдса определялось также по разности действительной и равновесной температур стенки

$$(R_{T^{**}})_a = \frac{1}{g C_{p_0} \mu (T_w - T_w^*)} \int_{x_0}^x q_w dx \quad (6)$$

Как видно из графика, экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетом по формуле (2). Разброс опытных точек $\pm 15\%$. Формула (2) будет справедливой и при ступенчатом подводе тепла, если коэффициент теплоотдачи считается по разности $(T_w - T_w^*)$.

При проведении опытов со ступенчатым подводом тепла измерялся также профиль температур в пограничном слое в завесной зоне. Измерения производились при скорости течения воздуха $W_0 = 21$ м/сек и отношении тепловых потоков, при котором наблюдается максимальное отклонение опытных точек по теплообмену от расчета (фиг. 1). Такой режим был повторен дважды в разное время. На фиг. 3 эти опыты разделены (темные и светлые знаки). При этом экспериментальные точки 2 (6000, 20.9) и 3 (3300, 39.4)



Фиг. 3

соответствуют постоянным тепловым потокам q_w ккал/м²час (первые значения в скобках) и скоростям течения W_0 м/сек (вторые значения в скобках), точки 4, 5, 6, 7 соответствуют значениям $\Delta x = 0.036, 0.083, 0.204, 0.278$ м при $q_{w1}/q_{w2} \sim 6$ и $W_0 = 21$ м/сек; расстояние измеряемого сечения Δx отсчитывалось от начала второй ступени. На фиг. 3 показан безразмерный профиль температур, построенный двумя способами; на фиг. 3,А безразмерный профиль построен таким образом, что избыточная температура в пограничном слое была отнесена к разности температур стенки и невозмущенного потока. При этом толщина потери энергии в безразмерном комплексе $Y = y / \delta_{T^{**}}$ определялась как

$$\delta_{T^{**}} = \int_0^{\delta} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T - T_0}{T_w - T_0} \right) dy \quad (7)$$

На фиг. 3 приведено распределение температуры в пограничном слое по закону степени $1/7$, в виде кривой

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0} = 1 - 0.715 Y^{1/7}, \quad Y = y / \delta_{T^{**}}$$

Наблюдается существенное несоответствие опытных результатов с этой кривой. Сюда же нанесены опыты при $T_w = \text{const}$, которые удовлетворительно согласуются с расчетным профилем. На фиг. 3,Б те же самые опытные данные ступенчатого подвода тепла обрабатывались так, что избыточная температура относилась к разности действительной и равновесной температур стенки. В этом случае толщина потери энергии в безразмерном комплексе $Y_a = y / (\delta_{T^{**}})_a$ определялась как

$$(\delta_{T^{**}})_a = \int_0^{\delta} \frac{\rho W}{\rho_0 W_0} \left(\frac{T - T^*}{T_w - T_w^*} \right) dy \quad (8)$$

где T^* — температура в рассматриваемой точке пограничного слоя при отсутствии теплового потока на стенке.

Как видно из графика, опытные точки удовлетворительно согласуются с кривой распределения температуры в пограничном слое по закону степени $1/7$.

Автор благодарит А. И. Леонтьева, Э. П. Волчкова и Е. Г. Зауличного за руководство и помощь в работе.

Поступила 24 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Л о й ц я н с к и й Л. Г. Механика жидкости и газа. М., Гостехиздат, 1957.
2. К л а у з е р Ф. Турбулентный пограничный слой. В сб.: «Проблемы механики», М., Изд-во иностр. лит., 1959.
3. К у т а т е л а д з е С. С., Л е о н т ь е в А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск. Изд-во СО АН СССР, 1962.
4. В о л ч к о в Э. П., Л е в ч е н к о В. Я. Тепловой турбулентный пограничный слой на плоской пластине с теплоизолированным участком. Инж.-физ. ж., 1965, № 6.
5. Э к к е р т Э. Р., Д р е й к Р. М. Теория тепло-и массообмена. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
6. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1964.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛОСКОГО ТЕЧЕНИЯ ПУАЗЕЙЛЯ

В. А. Сапожников, В. Н. Штерн

(Новосибирск)

Исследование устойчивости плоско-параллельных течений вязкой несжимаемой жидкости с помощью уравнения Орра — Зоммерфельда в последнее время находит все большее применение как для построения нейтральных кривых и нахождения критических чисел Рейнольдса [1], так и для первых попыток теоретического предсказания турбулентных профилей осредненной скорости [2].

Математически задача сводится к отысканию собственных значений для уравнения

$$\varphi^{IV} - 2\alpha^2\varphi'' + \alpha^4\varphi = i\alpha R [(u - c)(\varphi'' - \alpha^2\varphi) - u'\varphi] \quad (1)$$

с однородными граничными условиями для функции φ . Здесь $u = u(y)$ — профиль скорости исследуемого на устойчивость течения; $\varphi = \varphi(y)$ — комплексная амплитуда функции тока возмущенного движения, имеющей вид $\varphi(y) \exp[i\alpha(x - ct)]$; α — волновое число; R — число Рейнольдса; c — искомое собственное значение. При $\text{Im } c > 0$ имеет место экспоненциальный рост возмущений (неустойчивость), при $\text{Im } c < 0$ — затухание.

До сих пор все численные методы позволяли проводить расчеты собственных чисел уравнения (1) только для сравнительно небольших значений αR — не более 10^4 — 10^5 .

В работе [3] предложен способ вычисления собственных значений, который позволяет практически снять ограничения на величину αR и получить собственные значения с заданной точностью.

Целью данной работы является: 1) показать эффективность метода [3] на примере исследования устойчивости течения Пуазейля в плоском канале, где есть широкая возможность сравнения с результатами других авторов; 2) сопоставить результаты численных и асимптотических методов в широком диапазоне значений αR ; 3) заполнить некоторый пробел в исследовании устойчивости плоского течения Пуазейля — выявить зависимость собственного значения от волнового числа α . Последний анализ, имеющий и самостоятельную ценность, может быть использован при изучении нелинейной устойчивости течения Пуазейля.

Для расчета собственных значений использовался алгоритм [3], но несколько модифицированный. Интегрирование системы уравнений проводилось методом Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага и фиксированной относительной точностью. Результаты, относящиеся к нейтральной кривой, получены с пятью верными значащими цифрами, остальные результаты не менее чем с тремя.

Все результаты в дальнейшем представлены в безразмерных параметрах, построенных по средней (расходной) скорости, полуширине канала и молекулярной вязкости. Собственное значение представляется в виде: $c = X + iY$.