

## ТЕПЛОТДАЧА К ПЛАСТИНЕ ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ

М. Г. Еталхерман  
(Новосибирск)

В технике часто приходится иметь дело с течением в срывных потоках: за стабилизаторами пламени, за различными препятствиями, при внезапном изменении сечения канала и т. д. Изучению теплообмена в таких потоках в последнее время уделяется значительное внимание. В связи со сложностью теоретического анализа исследование ведется большей частью экспериментально. Так, в работе Себана [1] изучается теплоотдача к пластине в турбулентном потоке за уступом. Эксперименты Чэруата [2] посвящены исследованию процессов теплообмена в прямоугольной впадине.

Настоящая работа посвящена изучению теплообмена к пластине за препятствием. Эксперименты выполнены на установке, на которой ранее исследовалась эффективность струйной защиты поверхностей [3]. Стальная испытательная панель служила нижней частью прямоугольного канала шириной  $B = 155$  мм и высотой  $H = 215$  мм. Длина рабочей части испытательной панели была около 1 м, а ее толщина составляла 10 мм.

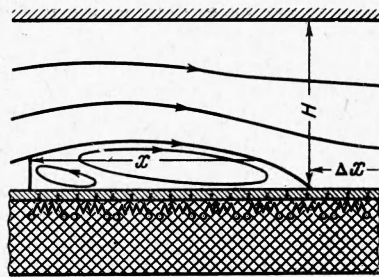
Десятисекционный пластинчатый электронагреватель, расположенный снизу, обеспечивал независимое регулирование мощности по секциям, в пределах которых распределение теплового потока по площади можно было считать равномерным. Поперечные пазы в панели, заполненные асбестом, предотвращали растечку тепла вдоль поверхности, а тепловая изоляция уменьшала утечки тепла вниз и в боковые стороны.

Температура стенки по длине  $t_w$  измерялась тридцатью нихром-константановыми термопарами, зачеканенными посередине панели. Температура воздуха в канале  $t_0$  измерялась также нихром-константановой термопарой, натянутой на текстолитовую вилку. Э. д. с. термопар измерялась потенциометром Р 2/1. Расход воздуха  $G_0$  определялся путем интегрирования профиля скорости, замеренного в конечном сечении испытательной панели (для построения профиля скорости брались значения скорости не менее чем в 40 точках сечения). Скорость измерялась трубкой Праудтля диаметром 2 мм. Скоростной напор регистрировался микроманометром ММН класса 0.5. Мощность, выделяемая в секциях нагревателя, определялась по показателям амперметра и вольтметра класса 0.5.

При вычислении теплового потока от стенки к воздуху вводились поправки на теплообмен излучением и утечки тепла через изоляцию. Первая поправка вводилась расчетным путем, а для определения второй были проведены специальные тарировочные опыты.

Температура стенки находилась в большинстве случаев в пределах  $40-65^\circ\text{C}$ , температура воздуха в канале  $20-25^\circ\text{C}$ . Скорость воздушного потока  $w_1 = G_0 / F\gamma_0$  изменялась в опытах от 6 до 28 м/сек (здесь  $F = HB$  — площадь сечения канала, а  $\gamma_0$  — удельный вес воздуха).

В этих условиях суммарная поправка на утечки тепла составляла до 25% измеряемой величины. Постоянство теплового потока по длине выдерживалось  $\pm 10\%$ .



Фиг. 1

Первая серия опытов носила тарировочный характер, в процессе которой исследовался локальный теплообмен на пластине. Профиль скорости в начальном сечении рабочей части канала был достаточно равномерным, а пограничный слой — турбулентным.

Опытами был охвачен диапазон чисел Рейнольдса  $R_x$  от  $3.5 \cdot 10^4$  до  $2 \cdot 10^6$ . Экспериментальные точки с разбросом  $\pm 10\%$  описываются формулой

$$N_x = 0.0263 R_x^{0.8} \quad (1)$$

справедливой [4] для гладкой пластины.

Еще один аналогичный контрольный опыт был проведен после окончания основных опытов. Его результаты также хорошо описываются указанной выше зависимостью. В экспериментах основной серии на входе в рабочий участок плоская пластинка толщиной 1 мм устанавливалась на испытательную панель по всей ширине канала. Угол между пластиной и панелью составлял  $90^\circ$ .

Схематическое изображение течения за пластиной показано на фиг. 1. В нем можно выделить область отрыва и область присоединения.

Эббот [5] и Берман [6] в опытах по исследованию структуры потока за прямоугольным уступом в области отрыва наблюдали два вихря: помимо основного, непосредственно к уступу примыкает еще один вихрь меньших размеров. Можно предпо-

ложить, что в рассматриваемом случае картина течения будет подобной. Опыты проводились с пластинками трех размеров: с высотами  $h$ , равными 22, 42 и 60 мм. Это позволило определить закономерности теплообмена на расстоянии от 1 до 50 высот пластинки, включающем как область отрыва, так и область присоединения. При обработке экспериментальных данных коэффициент теплоотдачи повсюду определялся как частное от отношения удельного теплового потока, передаваемого за счет конвекции, к разности температур стенки и потока воздуха на входе:  $\alpha = q / (t_w - t_0)$ . На фиг. 2 показана зависимость коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  [вт / м<sup>2</sup> град] от относительной длины  $x/h$  в опытах с пластиной высотой  $h = 42$  мм, точки 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям  $w_1 = 27, 15.6, 11.9, 5.8$  м / сек. Аналогичные зависимости получаются и в опытах с пластинами высотой  $h$ , равной 22 и  $h = 42$  мм, с той только разницей, что при  $h = 60$  мм более подробно представлена область обратного течения, а при  $h = 22$  мм — область за точкой присоединения.

Из фиг. 2 легко усматривается подобие кривых. Все они имеют довольно пологий максимум, занимающий область 9—12 калибров (калибр — расстояние, равное высоте пластины) и слабое спадание правой ветви. Левая ветвь имеет более сложное строение: вначале коэффициент теплоотдачи резко уменьшается с удалением от максимума, а затем, достигнув минимума (на расстоянии приблизительно 2 калибров от пластины), незначительно возрастает. Максимальное значение коэффициент теплоотдачи достигается в точке присоединения потока. Однако ввиду пологости максимума кривых и недостаточной точности эксперимента точку присоединения нельзя указать точно. Можно только сказать, что она находится в районе 9—12 калибров.

Для отыскания формул, описывающих экспериментальные зависимости, всю кривую разобьем на три участка следующих размеров: первый от 2 до 9, второй от 9 до 12 и третий от 12 до 50 калибров.

Измерение теплоотдачи на первом участке охватывает диапазон чисел Рейнольдса  $R_x$  от  $5 \cdot 10^4$  до  $1.4 \cdot 10^6$ . На фиг. 3 проведено обобщение результатов исследования теплоотдачи в области отрыва: для  $h = 22$  мм точки 1а, 2а, 3а соответствуют  $w_1 = 27, 13.7, 6.75$  м / сек; для  $h = 60$  мм точки 1б, 2б и 3б соответствуют  $w_1 = 28.4, 19.6, 7.4$  м / сек; для  $h = 42$  мм точки 1в, 2в, 3в соответствуют  $w_1 = 27, 15.6, 11.9, 5.8$  м / сек. Все полученные на этом участке точки хорошо описываются зависимостью (сплошная линия на фиг. 3)

$$N_x = 0.0073 R_x^{0.8} (x/h)^{0.75} \quad (2)$$

$$N_x = \frac{\alpha x}{\lambda}, \quad R_x = \frac{w_0 x}{\nu}$$

$$w_0 = \frac{G_0}{B(H-h)\gamma_0}$$

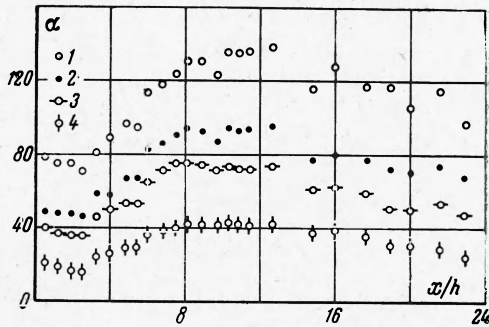
Здесь  $N$  — число Нуссельта,  $w_0$  — скорость в начальном сечении рабочего участка  $\nu$ ,  $\lambda$  — коэффициент кинематической вязкости и коэффициент теплопроводности воздуха, взятые при температуре потока;  $x$  — расстояние, отсчитываемое от основания пластины;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи (локальный). На втором участке зависимость наиболее простая и в пределах точности эксперимента

$$\frac{N_h}{R_h^{0.8}} = \text{const} = 0.024 \quad \left( N_h = \frac{\alpha h}{\lambda}, \quad R_h = \frac{w_0 h}{\nu} \right)$$

Область за точкой присоединения исследована также достаточно полно. Диапазон чисел  $R_{\Delta x}$  на этом участке в различных опытах менялся от  $1.2 \cdot 10^4$  до  $1.4 \cdot 10^6$ . В качестве характерной скорости за точкой присоединения взята скорость  $w_1$ , по этой скорости вычислялось число Рейнольдса. С небольшим разбросом экспериментальные точки удовлетворяют уравнению (3) (фиг. 4, где для экспериментальных точек сохраняются обозначения фиг. 3)

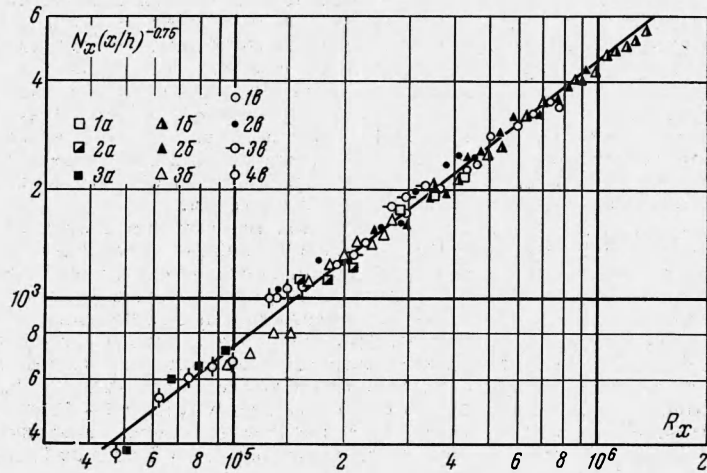
$$N_{\Delta x} = 0.032 R_{\Delta x}^{0.8} \quad \left( N_{\Delta x} = \frac{\alpha \Delta x}{\lambda} \right) \quad (3)$$

Здесь  $\Delta x$  — расстояние, отсчитываемое вниз по потоку от точки  $x = 11h$ . Величина критерия Нуссельта, определяемая (3) приблизительно на 20% выше соответствующего значения для гладкой пластины при  $R_x = R_{\Delta x}$ .



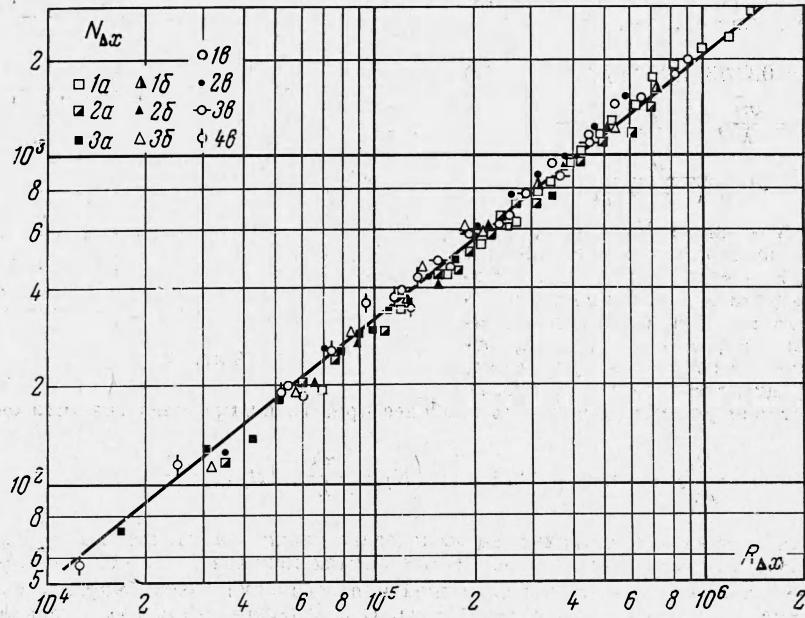
Фиг. 2

При вычислении в формуле (3)  $R_{\Delta x}$  по скорости в ядре потока (которая, естественно, выше  $w_1$ ), зависимость (3) будет еще ближе к зависимости (1). Таким образом, мож-



Фиг. 3

но утверждать, что за точкой присоединения поток быстро перестраивается, и течение будет очень близким к течению в турбулентном пограничном слое на пластине с началом в точке присоединения.



Фиг. 4

В области обратного течения, как это видно из формулы (2), пограничный слой также турбулентный.

Результаты настоящего исследования близки к результатам исследования Себана [4] теплоотдачи в турбулентном потоке со срывом за уступом поверхности пластины. Это указывает на большое сходство указанных двух видов срывных течений.

Поступила 21 XII 1965

## ЛИТЕРАТУРА

1. Себан Р. А. Теплоотдача в турбулентном потоке воздуха за уступом в поверхности пластины. Тр. Америк. общ-ва инж.-мех. Русск. перев.: сер. С, 1964, т. 86, № 2.
2. Chawwat A., Dewey C., Roos J., Hitz J. An Investigation of Separated Flows. Part II — Flow in the Cavity and Heat Transfer. J. Aerospace Sci., 1961, vol. 28, No. 7.
3. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы на трубчатой поверхности. ПМТФ, 1966, № 1.
4. Seban R. A. Heat Transfer and Effectiveness for a Turbulent Boundary Layer with Tangential Fluid Injection Trans. ASME, ser. C, 1960, vol. 82, No. 4.
5. Эббот, Клайн. Экспериментальное исследование дозвукового течения при обтекании одинарных и двойных уступов. Тр. Америк. об-ва инж.-мех. Русск. перев.: сер. Д, 1962, т. 84, № 3.
6. Bearman P. W. Investigation of the Flow Behind a Two-Dimensional Model with a Blunt Trailing Edge and Fitted with Splitter Plates. J. Fluid Mech. 1965, vol. 21, part. 2.

## УМЕНЬШЕНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ РАСТВОРА ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА

В. С. Завьялова, Г. Ф. Кобец

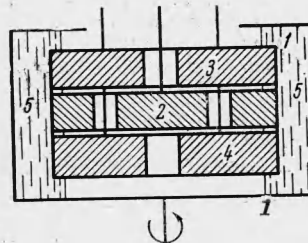
(Новосибирск)

Экспериментально было обнаружено, что при турбулентном течении некоторых растворов высокомолекулярных веществ наблюдается уменьшение сопротивления. В опытах измерялся перепад давления при течении в трубах различного диаметра [1-3] или сопротивление круглого цилиндра, поставленного поперек потока [4].

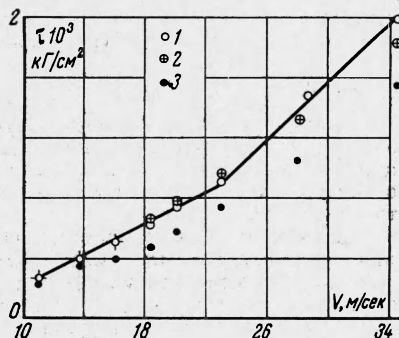
Ниже представлены результаты измерений турбулентного трения при течении водных растворов поливинилового спирта и глицерина между двумя коаксиальными цилиндрами.

Эксперименты проводились в установке, которая изображена на фиг. 1. Цилиндрический сосуд 1 приводился во вращение электродвигателем, число оборотов которого измерялось частотомером. Трение измерялось на внутреннем дюралевом неподвижном цилиндре 2 пружинным динамометром. Для уменьшения влияния кромки были установлены также неподвижные цилиндры 3 и 4, не связанные с измерительным цилиндром 2. Их диаметр был одинаков и равнялся 90 мм. Высота цилиндра 2 равнялась 19 мм, цилиндров 3 и 4 — 18 мм. Зазор между наружным и внутренним цилиндром равнялся 10 мм. В исследуемых условиях жидкость занимала положение 5. Обтекаемые поверхности были отполированы.

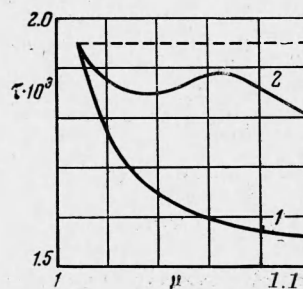
Водные растворы поливинилового спирта и глицерина (последний использовался для сравнения) готовились взвешиванием на аналитических весах. Их вязкость определялась в вискозиметре Хеплера (диаметр падающего шарика равнялся 15.804 мм).



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3