

На фиг. 2 показано изменение отношения j_{w1}/j_w . Здесь при значениях $c_{p1}/c_{p0} = 4$, $R=4$ (кривая 1) и $c_{p1}/c_{p0} = 0.25$, $R = 0.25$ (кривая 2) величина j_w означает расход вдуваемого газа, найденный из решения системы уравнений (14) — (17), и j_{w1} — из системы (1) — (13). Как видно из фигуры, различие в величинах расходов довольно незначительное даже для существенно различных физических свойств основного и вдуваемого газа. При наступлении критического вдува ($k_2 = 0$) эта разница достигает максимальной величины. В этом случае, в соответствии с уравнениям (1), (2), (4), (14), (16), (17), при критическом вдуве имеем

$$\frac{j_*}{j_{*1}} = \left(\frac{c_{p0}}{c_{p1}} \right)^{0.2} \quad (18)$$

Отсюда видно, что для отношения $c_{p1}/c_{p0} = 5.25$ (гелий — воздух) отношение расходов невелико и составляет

$$j_* / j_{*1} = 0.73.$$

Таким образом, при вдуве инородных газов для режимов $b_1 > b_{1*}$ оба способа дают практически одинаковые результаты. В работе [1] показан

$$\frac{1}{2} Cf = S \quad \text{при } P = Le = 1 \quad (19)$$

Из (19) и (5) следует, что при тех же условиях $S_1 = S$, или, с учетом (1), (2), (14), (15), (17),

$$\frac{\Psi_1(\Psi_2 + b_2)^{0.2}}{(\Psi_1 + b_1)^{0.2}\Psi_2} = A \approx 1 \quad (20)$$

Как видно из фиг. 2, где кривая 3 представляет зависимость $A = A(k_2)$ при $c_{p1}/c_{p0} = 4$, $R = 4$, равенство (20) действительно соблюдается практически во всех диапазонах k_2 . Наибольшие расхождения наблюдаются при критическом вдуве. В этом случае

$$A \rightarrow (b_2 / b_1)^{0.2} \rightarrow (c_{p1}/c_{p0})^{0.2}$$

Поступила 6 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е С. С., Л е о н т ь е в А. И. и др. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. Изд-во СО АН СССР, 1964.
2. T e w f i k D. E., E c k e r t E. R. G., S h i r t l i f f e C. J. Thermal diffusion effects on energy transfer in turbulent boundary layer with helium injection. Proc. of the 1962 heat transfer and fluid. Mechanics Institute. Stanford University Press, 1962.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА НА ГРАНИЦЕ ЗОНЫ ОТРЫВА

Б. А. Силантьев (Новосибирск)

Предложен тепловой стационарный метод непосредственного определения интенсивности турбулентного обмена на границе зоны отрыва за плохо обтекаемыми телами. Существенным преимуществом при использовании данного метода, по сравнению с другими известными методами, является факт постоянства температуры во всей зоне отрыва, что позволяет избежать больших ошибок при определении среднеинтегральной температуры зоны. Путем использования этого метода получены данные по распределению локальных коэффициентов турбулентного обмена вдоль линии раздела зон при отрывном обтекании плоским потоком уступов и пластины. Показано, что коэффициент турбулентного обмена зоны пропорционален скорости набегающего потока и зависит от формы и размеров плохо обтекаемого тела. Путем введения вместо скорости набегающего потока величины скорости в стесненном сечении над телом получена обобщенная зависимость для тел различных размеров и формы.

В работе [1] была экспериментально подтверждена справедливость гипотезы М. А. Лаврентьева о постоянстве завихренности жидкости в зоне отрыва. Эта гипотеза является основополагающей в схеме «смешанного» движения, согласно которой поток идеальной жидкости, обтекающей с отрывом тело, разделяется на две области: область вихревого движения ($\omega = \text{const}$) и потенциальную область, причем при переходе через линию раздела поле скоростей должно оставаться непрерывным. Схема является чисто кинематической, предполагающей, что течение в зоне отрыва — это незатухающее

вихревое движение идеальной жидкости. В реальной жидкости вихревое движение в зоне отрыва поддерживается за счет энергии внешнего потока благодаря турбулентному переносу массы и импульса через границу раздела областей.

Задача настоящей работы заключается в экспериментальном исследовании закономерностей турбулентного обмена на границе раздела областей вихревого и потенциального течений.

В литературе имеется довольно ограниченное число работ, посвященных этому вопросу [2-6]. В большинстве из них интенсивность турбулентного обмена определялась косвенно через величину среднего времени пребывания подмешиваемого в зону отрыва инородного газа

$$D^{\circ} = V^{\circ} r^{\circ} / S^{\circ} \tau^{\circ} \quad (1)$$

Здесь V° , S° , r° — объем, поверхность и средний радиус зоны τ° — среднее время пребывания примеси в зоне, D° — коэффициент турбулентного обмена.

Лишь в работе [1] приведены результаты непосредственного измерения интенсивности массообмена зоны циркуляции, возникающей за цилиндром, с основным потоком. В зону циркуляции через узкую щель вблизи кормовой части цилиндра непрерывно подавался водород и после установления стационарного режима определялось поле его концентраций. Интенсивность массообмена m определялась как

$$m = g / C \quad (2)$$

Здесь g — мощность источника смеси, C — среднеинтегральная концентрация примеси в зоне отрыва.

Оба вышеназванных метода принципиально не дают возможности определить локальные значения коэффициента турбулентного обмена вдоль линии раздела зон.

В настоящей работе использован тепловой стационарный метод, позволяющий получить, кроме средних значений коэффициента турбулентного обмена, также картину распределения его локальных величин. Согласно этому методу, вдоль линии раздела зон непрерывным образом размещаются источники тепла общей мощностью Q . Как показано дальше, способ распределения мощностей отдельных нагревателей q_i вдоль линии раздела зон оказывает существенное влияние на характер температурного поля в зоне отрыва, но не влияет на среднюю величину коэффициента турбулентного обмена. Пусть m — масса газа, выносимая из зоны отрыва через линию раздела в единицу времени. В стационарном режиме количество тепла, выделенного источниками, должно равняться теплу, вынесенному из зоны отрыва вследствие турбулентного обмена, т. е.

$$Q = m c_p (T_0 - T_{\infty}) = m c_p \theta_0 \quad (3)$$

Здесь T_0 — средняя температура газа в зоне отрыва; T_{∞} — температура внешнего потока, c_p — теплоемкость газа.

Следовательно, интенсивность турбулентного обмена определяется как

$$m = Q / c_p \theta_0 \quad (4)$$

На основании (4) можно определить коэффициент турбулентного обмена зоны D° и среднее время пребывания τ_0 нагретого газа в зоне отрыва

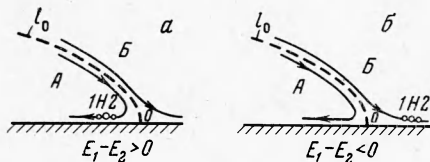
$$D^{\circ} = Q / c_p \theta_0 \rho l_0,$$

$$\tau_0 = V^{\circ} \rho / m = M / m \quad (5)$$

Здесь ρ — плотность газа, l_0 — длина линии раздела зон, $M = V^{\circ} \rho$ — масса газа, аккумулированного в зоне отрыва, V° — объем зоны отрыва.

Эксперименты были проведены в плоской аэродинамической трубе с размерами канала 150×260 мм. Измерения проводились на двух типах плохобтекаемых тел, резко отличающихся друг от друга по характеру обтекания: уступах высотой $d_0 = 25, 50$ и 100 мм и пластине высотой $d_0 = 50$ мм. Степень загромождения канала равнялась при этом 0.096, 0.192 и 0.385. Скорость набегающего потока изменялась от 3 до 21 м/сек, что соответствовало изменению чисел Рейнольдса $R = V_{\infty} d_0 / \nu$ от $1 \cdot 10^4$ до $14 \cdot 10^4$. Линия раздела зон рассчитывалась по полю прямых скоростей потока за срывной кромкой тел как линия полного расхода. Точка присоединения оторвавшегося потока к дну канала определялась при помощи специально разработанного теплового дифференциального метода. Идея метода основана на известном факте изменения направления вектора скорости потока на противоположное при переходе через точку присоединения.

Установив вблизи предполагаемой точки присоединения проволочный нагреватель с равноотстоящими от него термопарами, соединенными по дифференциальной схеме, можно зафиксировать направление и величину вектора скорости потока в виде



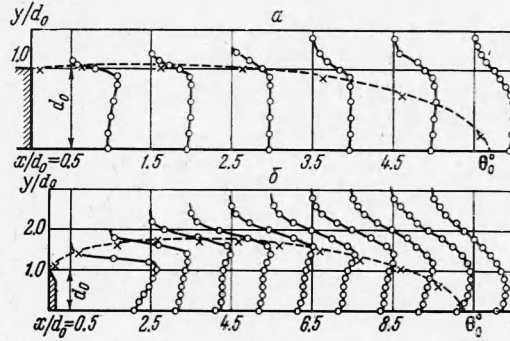
Фиг. 1. Изменение знака термоэлектродвижущей силы дифференциальной термопары при переходе через точку присоединения. А — зона отрыва, Б — основной поток, l_0 — линия раздела, О — точка присоединения, Н — нагреватель, 1 и 2 — термопары

термоэлектродвижущей силы разбаланса определенного знака (фиг. 1). Точка присоединения потока определяется как координата, где термоэлектродвижущая сила изменяет свой знак на противоположный. Длины зон отрыва L_0 , найденные таким методом, оказались равными 5.75, 5.3, 5.7 для уступа высотой d_0 — соответственно 25, 50, 100 мм.

По всей длине линии раздела зон (несколько ниже ее) были установлены источники тепла различной мощности.

В первых опытах мощность всех нагревателей была одинаковой, что приводило к значительной неравномерности в распределении температуры по длине и высоте

зоны отрыва. Эта неравномерность температуры указывала на изменение локального коэффициента турбулентного обмена вдоль линии раздела зон. Из наших первых опытов, а также из результатов других работ было известно, что среднее для всей зоны значение коэффициента турбулентного обмена прямо пропорционально скорости потока, обтекающего тело. Отсюда было сделано предположение, что локальный коэффициент турбулентного обмена прямо пропорционален скорости потока в данной точке линии раздела зон. Исходя из этого предположения, если распределить мощности нагревателей вдоль линии раздела пропорционально скоростям потока, следует ожидать, что температура во всей зоне окажется одинаковой.



Фиг. 2. Температура в зоне отрыва за уступом $d_0 = 100$ мм (а) и за пластиной $d_0 = 50$ мм (б). Масштаб: 1 мм соответствует 0.4° К

Была проведена экспериментальная проверка этого предположения. Температура в зоне отрыва измерялась при помощи дифференциальной нихром-константановой термопары, изготовленной из проволоки диаметром 0.2 мм. Холодный спай термопары находился во внешнем потоке, горячий спай при помощи координатника мог помещаться в любую точку зоны отрыва. Температура в каждой точке измерялась дважды: в начале и конце режима, после этого бралось среднее арифметическое значение. Запись температуры производилась на полуавтоматическом потенциометре Р2/1.

На фиг. 2 показано поле температур в зоне отрыва за пластиной (б) и за уступом (а) высотой 100 мм, соответствующее суммарной мощности нагревателей $Q = 500$ вт и скорости набегающего потока $v_\infty = 8.3$ м / сек. Здесь штриховой линией отмечено положение линии раздела зон, крестиками указаны места расположения источников тепла. Аналогичный характер имеет распределение температуры в зоне отрыва и для всех остальных значений скорости набегающего потока и суммарной мощности нагревателей. Как видно из фиг. 2, температура в зоне отрыва постоянна по ее длине. Расчет показал, что отклонение среднеинтегральных температур в различных сечениях зоны $\theta_i(x)$ от среднеинтегральной температуры зоны θ_0 не превышает 5%. Отклонение локальных значений температур $\theta(x, y)$ в различных сечениях от их среднеинтегрального значения $\theta_i(x)$ также не превышает 5%. Лишь в области, лежащей вблизи корня плохо обтекаемого тела, последняя ошибка достигает 13%.

Таким образом, с достаточной точностью можно считать, что температура в зоне отрыва при вышеуказанном характере распределения мощностей источников тепла вдоль линии раздела действительно постоянна. Следовательно, можно считать справедливым предположение, что локальное значение коэффициента турбулентного обмена пропорционально скорости потока в данной точке на линии раздела зон. На фиг. 3 представлены кривые распределения относительных значений локальных коэффициентов турбулентного обмена вдоль линии раздела для пластины 1 и уступов 2. Значения локальных коэффициентов турбулентного обмена для всех уступов лежат на одной кривой, хорошо аппроксимируемой уравнением окружности (штриховая линия на фиг. 3).

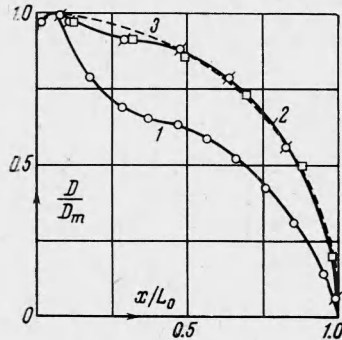
$$(D/D_m)^2 = 1 - (x/L_0)^2 \quad (6)$$

Кривая для пластины имеет более сложный вид и не поддается простому аналитическому описанию. Для вычисления среднего значения коэффициента турбулентного обмена определялась среднеинтегральная температура зоны

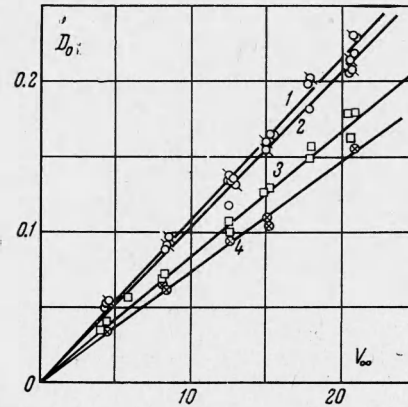
$$\theta_0 = \sum_{i=1}^n F_i \theta_i(x) \left(\sum_{i=1}^n F_i \right)^{-1} = \frac{1}{F_0} \sum_{i=1}^n \theta_i(x) F_i, \quad \theta_i(x) = \frac{1}{y_0(x)} \int_0^{y_0(x)} \theta(x, y) dy \quad (7)$$

Здесь $\theta_i(x)$ — среднеинтегральная температура в сечении $x = x_i$ зоны отрыва, $\theta(x, y)$ — локальное значение температуры, $y_0(x)$ — ордината линии раздела зон в сечении $x = x_i$, F_i — площадь зоны отрыва между сечениями i и $i + 1$, F_0 — площадь всей зоны.

Исходя из найденной таким образом среднеинтегральной температуры зоны, по формуле (4) определялся коэффициент турбулентного обмена¹. Полученные результаты представлены на фиг. 4 в виде зависимости коэффициента турбулентного обмена зоны от скорости набегающего потока. Здесь 1 соответствует пластине; 4, 3, 2 — соответственно уступам высотой $d_0 = 25, 50$ и 100 мм. Как видно из фиг. 4, коэффициент



Фиг. 3

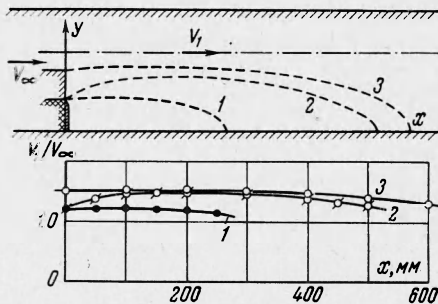


Фиг. 4

Фиг. 3. Распределение локальных коэффициентов турбулентного обмена вдоль линии раздела зон отрыва и основного потока для пластины 1 и уступа 2 и расчетная кривая для уступа 3

Фиг. 4. Зависимость среднего коэффициента турбулентного обмена D_0 м²/сек от скорости набегающего потока V_∞ м/сек для пластины 1 и уступа высотой $d_0 = 100$ мм (2), 50 мм (3) и 25 мм (4)

турбулентного обмена прямо пропорционален скорости набегающего потока и зависит от формы и размеров плохо обтекаемого тела. Влияние формы плохо обтекаемого тела при прочих равных условиях можно видеть из сравнения прямых 1 и 3. Коэффициент



Фиг. 5. Распределение скорости основного потока вдоль зоны отрыва на линии $y = 130$ мм для уступа $d_0 = 50$ мм (1), пластины $d_0 = 50$ мм (2) и уступа $d_0 = 100$ мм (3)

турбулентного обмена прямо пропорционален скорости набегающего потока и зависит от формы и размеров плохо обтекаемого тела. Из фиг. 4 видно, что увеличение размера тела и связанного с ним загромождения приводит к усилению турбулентного обмена. Это также можно объяснить увеличением скорости основного потока вдоль зоны отрыва с ростом загромождения сечения (кривые 1 и 3 на фиг. 5).

Исходя из вышесказанного, можно попытаться объединить результаты, полученные для плохо обтекаемых тел различных размеров и формы путем введения вместо ско-

¹ Ошибка при определении D_0 этим методом составляет 4—5%.

рости набегающего потока V_∞ скорости в стесненном сечении над телом

$$V_1 = V_\infty = \frac{H}{H-d_0} = V_\infty \frac{1}{1-\varphi}$$

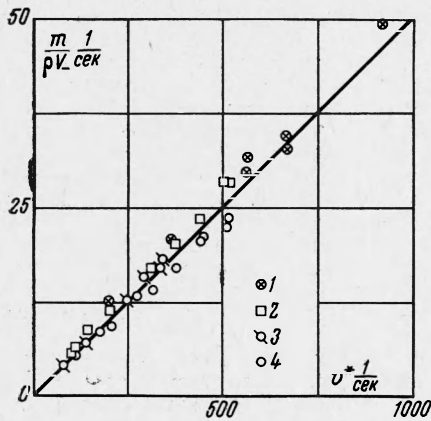
Результаты обобщения даны на фиг. 6 в виде зависимости величины $m/\rho V^\circ$ от гидродинамического параметра V_1/d_0 , они описываются прямой

$$m/\rho V^\circ = K V_1/d_0 \quad (K = 0.05) \quad (8)$$

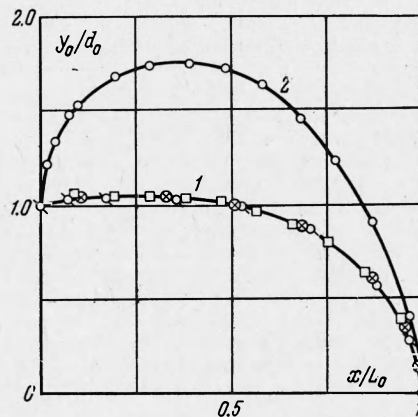
Разброс точек вокруг указанной зависимости не превышает 8%. Для расчета входящих в (8) значений объемов зон отрыва необходимо знать положение линии раздела. На фиг. 7 представлена обобщенная экспериментальная кривая 1 для уступов трех размеров в виде зависимости $y_0(x)/d_0 = f(x/L_0)$ и аналогичная кривая 2 для пластины. Кусочная аппроксимация кривых 1 и 2 позволила получить с ошибкой, не превышающей 3%, выражение для площадей зон отрыва через высоту плохо обтекаемого тела и длину зоны отрыва. Площадь зоны отрыва за уступом

$$F_0 = 1/2 d_0 L_0 [1 + 1/4 \pi], \quad F_0 = 7/16 \pi d_0 L_0 \quad (9)$$

Отсюда определяется объем зоны отрыва $V^\circ = F_0 B$, где B — ширина канала.



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Обобщающая зависимость турбулентного обмена на границе зоны отрыва от параметра $V^* = V_1/d_0$ для уступов различных размеров и пластины; уступ 1 — $d_0 = 25$ мм, 2 — $d_0 = 50$ мм, 3 — $d_0 = 100$ мм; пластина 4 — $d_0 = 50$ мм

Фиг. 7. Линия раздела зон для уступов высотой $d_0 = 25, 50$ и 100 мм (1) и для пластины $d_0 = 50$ мм (2)

Исходя из того, что левая часть (8) представляет собой величину, обратную среднему времени пребывания нагретого газа в зоне отрыва, можно получить

$$\tau_0 = 20 d_0 / V_1 \quad (10)$$

Автор благодарит М. А. Гольдштика, под руководством которого была выполнена данная работа, за внимание и помощь в работе.

Поступила 18 II 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Б а ж а н о в а В. В., С и л а н т ь е в Б. А. Экспериментальная проверка гипотезы постоянства завихренности жидкости в зоне отрыва. ПМТФ, 1966, № 1.
2. П а в л о в С. М. Исследование массообмена зоны циркуляции за плохо обтекаемым телом с основным потоком и условий смешения в ней. Теплоэнергетика, 1958, № 10.
3. Б о в и н а Т. А. Исследование обмена между зоной рециркуляции за стабилизатором и внешним потоком и некоторые вопросы стабилизации пламени. Сб. «Горение при пониженных давлениях и некоторые вопросы стабилизации пламени в однородных и двухфазных системах», М., Изд-во АН СССР, 1960.
4. Q u i c k A. W. Ein Verfahren zur Untersuchung des Austauschvorganges in verwirbelten Strömung hinter Körper mit abgelosten Strömung. Koln.-Opladen, Westduscht Verl., 1956.
5. W i n t e r f e l d G. Untersuchungen über den Massenaustausch hinter Flammenhaltern. Z. Flugwissenschaft, 1960, B. 8, No. 8.
6. W i n t e r f e l d G. Versuche über Rezirkulationsströmungen in Flammen. Z. Flugwiss., 1962, B. 10, No. 4/5.
- 9 ПМТФ, № 5