

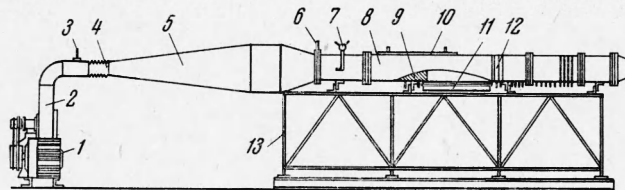
## О ВЛИЯНИИ ЗАГРОМОЖДЕНИЯ КАНАЛА НА ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ЗОНЕ ОТРЫВА ЗА ПЛОХО ОБТЕКАЕМЫМИ ТЕЛАМИ

М. А. Гольдштик, В. А. Силантьев

(Новосибирск)

В работе экспериментально путем применения теплового дифференциального метода определения критических точек в потоке исследовано влияние загромождения канала на длину зоны отрыва за плоской ступенькой и уступом. Для случая обтекания ступеньки в канале получено теоретическое решение для длины зоны и завихренности жидкости в зоне отрыва, удовлетворительно согласующееся с экспериментом.

Изучению явления отрыва потока в канале за плохо обтекаемыми телами посвящено значительное число работ, что связано с использованием таких тел в качестве наиболее эффективных стабилизаторов пламени. В ряде работ [1-3] отмечалось, что стабилизирующая способность прямо зависит от размеров зоны отрыва и прежде всего — от ее длины  $L_0$ . В свою очередь, размер зоны отрыва определяется геометрией тела и загромождением канала  $\varphi = d_0/H$ , где  $d_0$  и  $H$  — соответственно размер плохо обтекаемого тела и высота канала.



Фиг. 1

Однако величина загромождения никак не учитывается в большинстве расчетных схем, описывающих поведение потока при наличии зоны отрыва [4-6]. Так, в наиболее распространенной схеме Г. Н. Абрамовича длина зоны отрыва в плоском потоке принимается постоянной и равной  $L_0/d_0 = 6.0$  при изменении  $\varphi$  от 0,2 до 0,75. Экспериментальные данные по длинам зон отрыва за плоскими телами типа уступа и ступеньки, полученные различными авторами [5,7-9], довольно разноречивы и охватывают сравнительно узкий интервал значений  $\varphi$ . Лишь в работах [5,7] длина зоны отрыва определялась в широком диапазоне изменения загромождения канала, однако полученные в них результаты сильно разнятся; при некоторых значениях  $\varphi$  — в 1,5—2 раза. Такое расхождение результатов различных исследователей связано в значительной степени с несовершенством методов определения точки присоединения потока.

Как правило, точка присоединения потока определяется косвенным методом как точка пересечения нулевой линии тока раздела с обтекаемой поверхностью или как пересечение нулевой линии тока с осью симметрии при осесимметричном обтекании тупого тела. Нулевая линия тока рассчитывается по полю скоростей в зоне отрыва, которые в области точки присоединения не могут быть надежно измерены обычными методами вследствие сильной турбулизации потока. Применяемый в аэродинамике прямой метод «флажков» также является очень грубым, а метод покрытия обтекаемой поверхности слоем реагирующего состава требует повышенной температуры.

Настоящая работа ставила своей целью изучение влияния загромождения сечения на геометрию зоны отрыва за плохо обтекаемыми телами типа уступа и ступеньки. Для определения точки присоединения потока был разработан прямой метод, условно названный «тепловым дифференциальным методом». В основу метода положен опытный факт изменения направления вектора скорости потока на противоположное при переходе через точку присоединения.

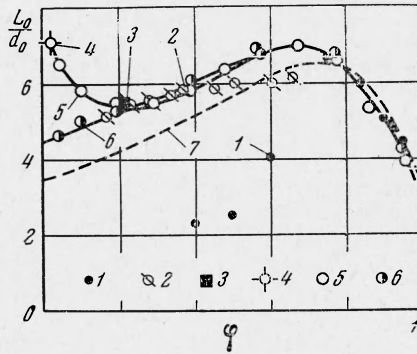
Если установить вблизи точки присоединения проволочный нагреватель с двумя равноотстоящими от него выше и ниже по потоку термопарами, соединенными по дифференциальной схеме, то можно зафиксировать направление и величину вектора скорости потока в виде термоэлектродвижущей силы разбаланса  $\Delta E$  определенного знака. При переходе через точку присоединения термоэлектродвижущая сила изменит свой знак. Точка присоединения определяется, таким образом, как координата, где  $\Delta E = 0$ . Оценка точности метода дает величину ошибки, не превышающую 2—3%.

При помощи указанного метода были выполнены измерения длин зоны отрыва за уступом и ступенькой в плоском канале при изменении загромождения сечения  $\varphi$  от 0.0385 до 0.962.

Схема экспериментальной установки изображена на фиг. 1, она представляет собой плоскую аэродинамическую трубу с закрытым рабочим участком  $\delta$  из прозрачного

оргстекла сечением  $150 \times 260$  мм; на дне рабочего участка установлен уступ 9. Исследуемые плохо обтекаемые тела вводились в канал через верхнюю съемную крышку 10 и могли быть перемещаемы вдоль дна рабочего участка; тела были спрофилированы по формуле Витопинского в форме уступов для дополнительного выравнивания профилей скорости на задней срывной кромке тел; остальные детали на схеме следующие: 1 — мотор А063—4 14 кет, 2 — вентилятор, 3 — термометр, 4 — демпфер, 5 — участок подвода, 6 — выравнивающая решетка, 7 — измеритель расхода, 10 — съемная крышка, 11 — теплообменный участок, 12 — координатное устройство, 13 — рама. Для получения ступенек непосредственно за кормой уступа устанавливались пластины той же высоты длиной 500 мм.

Аэродинамика потока в вихревой области за телом исследовалась цилиндрическими зондами с диаметром головки 2 мм, вводимыми в поток при помощи координатных устройств. Расстояние точки замера от задней кромки тела изменялось путем перемещения последнего вдоль дна рабочего участка (по координате  $x$ ). Всего было исследовано одиннадцать уступов высотой



Фиг. 2

высотой  $d_0 = 10, 25, 50, 75, 100, 125, 150, 175, 200, 225$  и  $250$  мм и шесть ступенек высотой  $d_0 = 10, 25, 50, 100, 150$  и  $200$  мм.

Число Рейнольдса набегающего потока изменялось от  $6 \cdot 10^4$  до  $3 \cdot 10^5$ . Поток во всех случаях был турбулентным. Как показали эксперименты, геометрия зоны отрыва и, в частности, длина зоны для тела данного размера не зависят от скорости набегающего потока, поэтому все измерения были выполнены при значении скорости набегающего потока  $V_\infty = 15$  м/сек.

Результаты описываемых экспериментов по определению длины зоны отрыва тепловым дифференциальным методом, а также (для сравнения) данные, полученные другими авторами в различных диапазонах по  $\phi$ , представлены на фиг. 2, где точки 1 соответствуют данным [5] для полутела, 2 — [7] для ступеньки, 3 — [8] для ступеньки, 4 — [9] для ступеньки, 5 — данные авторов для уступа, 6 — данные авторов для ступеньки, штриховая кривая — расчет.

Как видно из графиков, длина зоны отрыва существенным образом зависит от загромаждения канала, причем эта зависимость имеет сложный характер с четко выраженным максимумом при  $\phi = 0.68$ . В области изменения  $\phi$  от 0.16 до 0.5 наши данные хорошо согласуются с результатами работы [7], полученными на воде для ступенек, а также с результатом Р. А. Себана [8], полученным на воздухе для ступеньки. В области изменения  $\phi$  от 0.68 до 1.0 результаты данной работы, полученные для уступов и ступенек, полностью согласуются с известными данными Г. Н. Абрамовича [5].

Здесь же приведены результаты, полученные теоретически для случая обтекания ступеньки на основе применения схемы смешанного движения. Согласно этой схеме, предложенной М. А. Лаврентьевым [10], течение в зоне отрыва разделяется на две области: область вихревого движения с постоянной завихренностью и потенциальную область, причем при переходе через линию раздела поле скоростей должно оставаться непрерывным. Задача сводится к решению функционального уравнения

$$\psi q \equiv \psi_0(u_0, q(u_0)) + \frac{\omega}{2\pi} \int_0^a du \int_0^{q(u)} \ln \frac{(u-u_0)^2 + (v+q(u_0))^2}{(u-u_0)^2 + (v-q(u_0))^2} D(u, v) dv \quad (1)$$

где

$$\omega = \pi \frac{\partial \psi_0(0,0)}{\partial q} \left[ \int_0^a du \int_0^{q(u)} \frac{v D(u, v)}{u^2 + v^2} dv \right]^{-1} \quad (2)$$

и параметр  $a$  удовлетворяет условию  $q(a) = 0$ . Для случая ступеньки в канале

$$D = \frac{H^2}{\pi^2} \left( \frac{u^2 + v^2}{(u - 2/\pi)^2 + v^2} \right)^{1/2} \frac{1}{(u+b)^2 + v^2}, \quad b = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2}, \quad \alpha = 1 - \frac{d_0}{H}$$

$$\psi_0(u_0, v_0) = \frac{H}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{v_0}{v_0 + b}$$

Связь между переменными  $u, v$  и переменными физической плоскости  $x, y$  дается соотношением

$$z = \frac{H}{\pi} \left( \ln \frac{\sigma + 1}{\sigma - 1} - \alpha \ln \frac{\sigma + \alpha}{\sigma - \alpha} \right), \quad c = \left( \frac{f}{f - 2/\pi} \right)^{1/2}$$

$$(z = x + iy, f = u + iv)$$

Решение (1) производилось численно на ЭВМ методом Ньютона.

Как видно из фиг. 2, расчетные значения хорошо соответствуют экспериментальной кривой для ступеньки. В области  $0.68 \leq \varphi \leq 1.0$  имеет место полное количественное совпадение, в остальной части изменения  $\varphi$  отклонение расчетных и экспериментальных данных не превышает 20%.

На фиг. 3 представлены полученные, согласно (2), результаты расчета завихренности  $\omega_0$  потока в зоне отрыва в виде зависимости параметра  $\omega^* = \omega_0 d_0 / V_1$  от загромождения  $\varphi$ . Здесь же приведены экспериментальные данные. Как видно из фиг. 3, экспериментальные точки лежат ниже расчетной зависимости (на 20—25%), что связано с большими ошибками при определении завихренности потока. Завихренность определялась на основании теоремы Стокса, записанной для области отрыва  $F_0$ , ограниченной линией раздела  $l$

$$\oint_l \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l} = \oint_{F_0} \omega_0 dF \quad (3)$$

Имея в виду, что  $\omega_0$  одинакова по всей зоне отрыва [11], уравнение (3) переписывается в виде

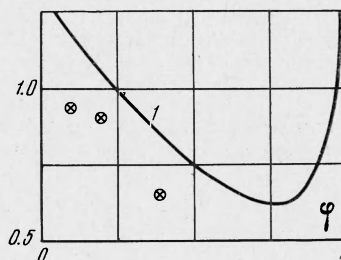
$$\omega_0 = \frac{1}{F_0} \oint_l \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l} = \frac{\Gamma}{F_0} \quad (4)$$

Здесь  $\Gamma$  — циркуляция вектора скорости  $\mathbf{V}$  вдоль границы раздела.

Как отмечалось выше, сильная турбулизация потока в зоне отрыва приводит к значительным ошибкам при измерениях скорости в сторону занижения действительных величин, а следовательно, и при расчете завихренности.

Результаты расчета завихренности  $\omega_0$  и длины зоны отрыва, обработанные в виде зависимости параметра  $\omega_0 L_0 / V_1$  от коэффициента загромождения канала  $\varphi$ , показывают, что этот параметр практически (с точностью до  $\pm 6\%$ ) постоянен во всем диапазоне  $\varphi$  и может быть принят равным 4.2. Здесь  $V_1 = V_\infty / (1 - \varphi)$ .

Таким образом, завихренность потока  $\omega_0$  может определяться из условия  $\omega_0 L_0 / V_1 \approx 4.2$ , так как длина зоны отрыва достаточно точно измеряется при помощи теплового дифференциального метода.



Фиг. 3

Поступила 22 VII 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wright F. H. Bluff body flame stabilization, blockage effects. *Combustion and Flame*, 1959, vol. 3.
2. Löblich K.-R., Fetting F. Der Einfluss der Rezirkulationzone hinter Staukörpern auf die Stabilisierung turbulenter Flammen. *Forsch. Geb. Ingenieurwesens*, 1962, B. 2, No. 3.
3. Zukoski E. E., Marble F. E. The role of wake transition in the process of flame stabilization on bluff bodies. «Combustion Researches and Reviews», London, Butter-Worths Scientific Publications, 1955.
4. Вулис Л. А. О турбулентном следе за телом. *Тр. Казахск. ун-та*, 1960, вып. 2.
5. Абрамович Г. Н. Турбулентное течение с обратными токами жидкости. *Оборонгиз*, 1958.
6. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, Гостехиздат, 1955.
7. Эбботт, Клайн. Экспериментальное исследование дозвукового турбулентного течения при обтекании одинарных и двойных уступов. *Техническая механика*, сер. Д., 1962, т. 84.
8. Себан Р. А. Теплоотдача в турбулентном сорванном потоке воздуха за уступом в поверхности пластины. *Теплопередача*, 1961, № 1.
9. Tani I. Experimental investigation of flow separation over a step. «Symposium on boundary layer research». Berlin, Springer-Verlag, 1958.
10. Лаврентьев М. А. Вариационный метод в краевых задачах для систем уравнений эллиптического типа. *Изд-во АН СССР*, 1962.
11. Бажанова В. В., Силантьев Б. А. Экспериментальная проверка гипотезы постоянства завихренности жидкости в зоне отрыва. *ПМТФ*, 1966, № 1.