

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВИХРЕВОЙ ЗОНЕ ЗА ПЛОХООБТЕКАЕМЫМ ТЕЛОМ

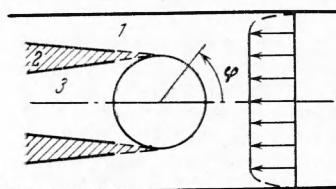
В. В. Орлов (Новосибирск)

В последнее время довольно интенсивно изучаются особенности течения в различных вихревых зонах. Однако экспериментальное изучение турбулентности в вихревой зоне за плохообтекаемым телом наталкивается на серьезные трудности из-за высокого уровня пульсаций; это относится и к термоанемометрическим измерениям. Поэтому даже простейшие вихревые течения (например, при поперечном обтекании цилиндра, уступа и т. д.) изучены совершенно недостаточно; данных о пристенной турбулентности, насколько известно, вообще не имеется в литературе.

С другой стороны, известные данные даже о таких интегральных характеристиках как теплообмен или массообмен в критериальном соотношении $S \sim R^n$ (S — число Стантона, R — число Рейнольдса) указывают на отклонение от обычного значения $n = -0.2$ [1]. В работе [2] указывается, что профиль скорости в пристенной области вихревой зоны во впадине отклоняется от вычисленного по обычным формулам для турбулентного течения в канале.

Использованная экспериментальная установка для изучения течения за цилиндром состояла из небольшого циркуляционного контура, заполненного водой; скорость течения и температура жидкости поддерживались постоянными с точностью соответственно 2% и 0.5°C . Коэффициент загромождения $q = 0.5$. Мгновенные скорости в потоке измерялись при помощи разработанной ранее стробоскопической методики [3]; в качестве «меток» в этой серии экспериментов использовались мелкие (~ 20 микрон в диаметре) пузырьки газа, получаемые электролитически в самом контуре.

Режимы течения в контуре выбирались такими, чтобы получить за цилиндром докризисную турбулентную вихревую зону; соответствующий диапазон чисел Рейнольдса, как известно [4, 5], лежит между примерно 500 (переход от дорожки Кармана к турбулентной вихревой зоне) и $2 \cdot 10^5$ (кризис сопротивления). Ниже приведены результаты измерений лишь для одного значения $R = 8 \cdot 10^3$.

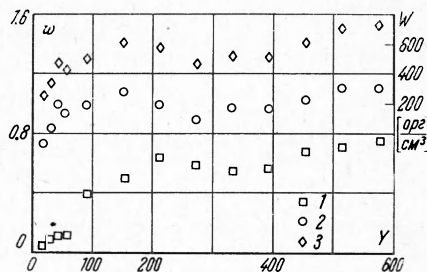


Фиг. 1. Схема обтекания цилиндра

Зарегистрированная в данной работе общая картина поперечного обтекания цилиндра полностью согласуется с известной из литературы. На передней части цилиндра (фиг. 1) образуется ламинарный пограничный слой (уровень турбулентности набегающего потока в наших опытах составлял примерно 14%). Лежащая за областью отрыва вихревая зона 3 отделяется от области потенциального течения 1 довольно узкой областью смешения 2, где имеется большой поперечный градиент скорости. Важно подчеркнуть, что вихревая зона (во всяком случае, ее пристенная часть) является весьма сильно турбулизированной, т. е. пульсационные скорости здесь близки по величине или даже превосходят осредненную скорость в той же точке. Эта важная особенность течения в вихревой зоне наблюдалась нами также и при поперечном обтекании пластины: можно утверждать, что то же самое имеет место и в случае других плохообтекаемых форм: уступа, впадины и т. д. Можно с уверенностью предполагать поэтому, что уровень турбулентности набегающего потока лишь слабо влияет на турбулентность в вихревой зоне; кроме того, поток существенно ламинаризировался в узком сечении контура (при $\varphi = 90^\circ$).

При помощи упомянутой выше стробоскопической методики проводилось измерение поля мгновенных скоростей в данном сечении; далее вычислялись осредненные и пульсационные составляющие по двум осям координат (ниже везде x — координата отсчитывается по касательной к поверхности цилиндра в данном сечении в направлении положительных углов φ ; y — координата отсчитывается от поверхности цилиндра перпендикулярно ей). Измерения делались в нескольких сечениях по углу φ ; в кормовой точке ($\varphi = 180^\circ$), за точкой отрыва ($\varphi = 105^\circ$), вблизи точки отрыва и в области набегающего потока ($\varphi = 60^\circ$).

Наибольший интерес для понимания механизма пристенной турбулентности в вихревой зоне представляют измерения для кормовой точки, где средняя скорость обтекания близка к нулю. Графики поперечной 1 и продольной 2 безразмерных пуль-



Фиг. 2. Профили пульсационных скоростей и турбулентной энергии для кормовой области цилиндра

сационных скоростей, а также турбулентная энергия \mathcal{E} для кормовой области цилиндра представлены на фиг. 2. Турбулентность вдали от твердой стенки почти изотропна (третья компонента пульсационной скорости u_z' не измерялась, однако ниже будет предполагаться, что для кормовой точки $u_z' \approx u_x'$). При приближении к стенке (кривизной стенки в данном случае вполне можно пренебречь: диаметр цилиндра в опытах составлял $d = 2$ см) эта изотропность нарушается. При этом продольная пульсация лишь слабо уменьшается при приближении к стенке при $y > y_0$ и может быть аппроксимирована степенным законом с показателем степени 0.29, а при $y < y_0$ u_x' должна быть линейной функцией y ; толщина y_0 определяется как точка пересечения этих двух профилей — линейного и степенного. Поперечная пульсация начинает падать при гораздо больших y , причем ее ход в функции y близок к линейному.

Таким образом, зависимости продольной и поперечной пульсаций от y имеют качественное сходство с аналогичными величинами для случая развитой турбулентности в канале. Но количественная аналогия, как оказалось, не имеет места. В самом деле, можно ввести (пока чисто феноменологически) некую определяющую скорость V_+ и перевести скорости и расстояния от стенки в безразмерную форму: $\omega \equiv u/V_+$, $Y \equiv yV_+/v$. Тогда, казалось бы, можно было ожидать, что ω_x , ω_y и Y_0 при соответствующем выборе V_+ примут те же значения, что и аналогичные величины для развитой турбулентности в канале. Оказалось, однако, что это не так; даже при совершенно произвольном выборе величины V_+ можно получить количественную аналогию только для какой-либо одной из указанных выше характеристик пристенной турбулентности.

Этот важный факт, обнаруженный также и для другой вихревой зоны, заставляет предположить, что пристенная турбулентность для случая, когда $\tau \approx 0$, имеет несколько иной характер, чем при наличии осредненного течения вдоль стенки.

Для такого отличия имеются определенные физические основания. Как известно, при наличии осредненного течения вдоль стенки источником турбулентной энергии является именно взаимодействие турбулентных пульсаций с осредненным течением; в отсутствие же такового основные источники турбулентной энергии следует искать вне пристенного слоя.

Такая концепция развивается в работе [6], где предложено взять в качестве определяющей величины осредненную по всем трем координатам пульсационную энергию вдали от стенки. Тогда определяющая скорость выразится:

$$V_+^2 \equiv \frac{1}{3} \langle u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2 \rangle |_{y \gg y_0}$$

На фиг. 3 представлены полученные в эксперименте безразмерные величины пульсаций (1 и 2 — соответственно ω_x' и ω_y' для кормовой области цилиндра, 3 и 4 — те же величины для развитого турбулентного течения в канале [7]) для малых Y ; причем $V_+ = 21.9$ см/сек вычислена для $y = 2.6$ мм.

Как показывает сравнение, толщина y_0 оказалась существенно меньше, чем толщина вязкого подслоя, определенная по равенству турбулентного и вязкого переносов импульса. Причиной этого, вероятно, является действие местных продольных градиентов давления, возникающих спонтанно при торможении приближающихся к стенке «молей» жидкости (такие мгновенные картины течения хорошо видны на фотографиях треков частиц-меток).

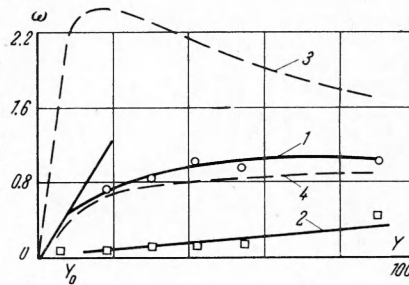
Другой вывод состоит в том, что суммарная удельная турбулентная энергия (3 на фиг. 2)

$$W \equiv \frac{1}{2} \rho \langle u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2 \rangle$$

весьма слабо затухает при приближении к стенке при $y > y_0$; зависимость $W(y)$ при небольших y близка к степенному закону с показателем степени $m > 0.5$. При этом турбулентная энергия поперечных пульсаций, которые вызывают возникновение локальных градиентов давления вдоль стенки, переходит в энергию продольных пульсаций. Гораздо более сильное затухание было предсказано теоретически в работе [6], где получался закон вида $W \sim y^{1.33}$. Это можно объяснить тем, что использованные там законы для затухания и диффузии турбулентной энергии вряд ли имеют место для случая резко анизотропной турбулентности. Некоторый подъем кривых $u_x'(y)$ и $W(y)$ в области $Y \sim 100-250$, возможно, связан с дополнительной генерацией турбулентной энергии от действия пульсирующего напряжения сдвига около стенки.

Автор приносит благодарность В. М. Карстену и Е. С. Михайловой принимавшим непосредственное участие в этой работе.

Поступила 22 VI 1967



Фиг. 3. Профили пульсационных скоростей для малых Y

ЛИТЕРАТУРА

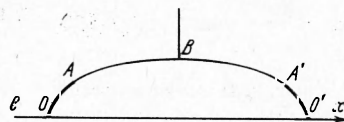
1. Richardson P. D. Heat mass transfer in turbulent separated flows. Chem. Eng. Sci., vol. 18 (1963), No. 3, 149.
2. Seban R. A. Heat transfer and flow in a shallow rectangular cavity with subsonic turbulent air flow. Int. J. of Heat and Mass Transfer, vol. 8 (1965), No. 11, 1353.
3. Орлов В. В. Экспериментальное изучение пристенной турбулентности в канале. Журнал ПМТФ, 1966, № 4, 124.
4. Roshko A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. J. Fl. Mech., vol. 10 (1961), No. 3, p. 345.
5. Kovasznay L. S. G. Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers. Proc. Roy. Soc. London, A198 (1949), No. 1053 p. 174.
6. Spalding D. B. Heat transfer from turbulent separated flows. J. Fl. Mech., vol. 27 (1967), part 1, 97.
7. Laufer J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. NASA Tech. Rep. No. 1174, 1954.

КАВИТАЦИОННОЕ ОБТЕКАНИЕ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ДУГ
ПОТОКОМ ТЯЖЕЛОЙ ЖИДКОСТИ

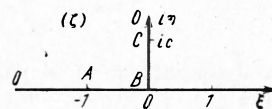
Л. И. Мальцев (Новосибирск)

В работе рассматривается задача построения кавитационного обтекания криволинейной дуги по заданному распределению скоростей на дуге потоком тяжелой жидкости. Задачи подобного типа в случае невесомой жидкости рассматривались в работах Г. Г. Тумашева [1], Г. Н. Пыхтеева [2, 3], автора [4]. Обтекание полигональных препятствий потоком тяжелой жидкости изучалось Г. Н. Пыхтеевым [5, 6] и в линейной постановке О. В. Троепольской [7] и О. М. Киселевым [8].

1. Общее решение задачи. Рассмотрим обтекание криволинейной дуги OA , расположенной на горизонтальном прямолинейном дне, безграничным вверх потоком тяжелой жидкости по схеме Рябушинского, с зеркалом (фиг. 1). Введем обозначения: V_∞ — величина скорости набегающего потока, V_0 — величина скорости в точке A срыва струи, S_0 — длина обтекаемой дуги.



Фиг. 1



Фиг. 2

Пусть на дуге OA задано распределение модуля скорости в виде функции дуговой координаты

$$V = V_0 f(s) \quad (s = S/S_0, 0 \leq s \leq 1) \quad (1.1)$$

Здесь $f(s)$ — однозначная положительная функция, удовлетворяющая условию Гёльдера и условиям $f(0) = 0$, $f(1) = 1$.

Требуется построить формулу контура и свободной границы, а также найти сопротивление контура. Используя симметрию, будем рассматривать только вторую четверть физической плоскости $z = x + iy$.

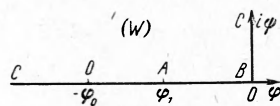
Введем функцию Жуковского

$$F = \ln \left(\frac{1}{V_0} \frac{dW}{dz} \right)$$

Известно, что решение задачи можно свести к отысканию зависимостей $W(\zeta)$ и $F(\zeta)$, где ζ изменяется в некоторой канонической области. В качестве таковой выберем вторую четверть плоскости $\zeta = \xi + i\eta$. Область течения конформно отображим на область ζ с соответствием точек, указанным на фиг. 1 и 2.

Легко видеть, что функция, осуществляющая отображение области изменения комплексного потенциала W на вторую четверть плоскости ζ , имеет вид (фиг. 3)

$$W = \frac{\varphi_0 \zeta}{\sqrt{c^2 + \zeta^2}} \quad (W_* = \varphi + i\psi) \quad (1.2)$$



Фиг. 3