

12. Иванов М. Я., Назаров В. П. Численное решение задачи о «боковом» взаимодействии нерасчетных сверхзвуковых струй идеального газа с плоскостью и друг с другом.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 1, с. 179—187.
13. Иванов М. Я., Назаров В. П. Исследование «бокового» взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи идеального газа с поверхностями различной формы.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 6, с. 3—8.
14. Марчук Г. И., Шайдунов В. В. Повышение точности решений разностных схем. М.: Наука, 1979. 319 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.VII.1980

УДК 532.526.4

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ И КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СТЕНКАХ КРИВОЛИНЕЙНОГО КАНАЛА

БОБОШКО В. А., РЫНДЯ Н. В., ШМЕДРО Ю. А.

При движении жидкости в криволинейных каналах вследствие действия центробежных массовых сил и радиальных сил давления в низкоскоростных пристеночных слоях происходит зарождение и последующее развитие вторичных течений, деформирующих основной поток [1, 2].

В данной статье приводятся результаты экспериментальных исследований деформации поля статического давления и касательных напряжений на стенках канала прямоугольного поперечного сечения под влиянием продольной кривизны. Эксперименты проводились в лаборатории аэрогидродинамики Делфтского университета (Голландия) на аэродинамической установке, состоящей из осевого нагнетателя, спрямляющего и успокоительного устройств и рабочего участка, установленного за прямым каналом поперечного сечения $b \times h = 0,45 \times 0,09$ м и длиной 0,89 м. При выбранном соотношении размеров прямого канала и характеристик нагнетателя на входе в рабочий участок обеспечивался турбулентный поток с потенциальным ядром, занимающим примерно 30% площади поперечного сечения. Максимальная скорость в ядре потока составляла 20 м/с, что соответствовало числу Рейнольдса, вычисленному по этой скорости и ширине канала, $120 \cdot 10^3$. Турбулентность потока в ядре не превышала 0,2—0,3%.

Рабочим участком служил криволинейный канал того же поперечного сечения, что и прямой, с углом поворота 90° в горизонтальной плоскости. При этом стенки большего размера располагались вертикально и имели радиусы кривизны 0,40 и 0,49 м.

Криволинейная система координат x, y, z выбрана таким образом, что ось x совпадала с направлением потока и располагалась вдоль выпуклой стенки в горизонтальной плоскости симметрии канала, ось y совпадала с направлением радиуса кривизны, а ось z — нормальна к первым двум и направлена к верхней торцевой стенке. Начало координат выбрано в прямом канале на расстоянии 0,506 м от геометрического начала кривизны. Угловые и продольные координаты мерных сечений и их условные обозначения приведены ниже

Сечение	1	2	3	4	5
$\varphi, ^\circ$	0	0	22,5	45	67,5
$x \cdot 10^3$ м	0	506	663	820	977

Касательные напряжения на стенках канала определялись с помощью трубки «Preston» в соответствии с методикой [3], а также методом [4], основанным на измерении эпор скорости в пристеночных слоях. Следует отметить удовлетворительное согласование результатов, полученных указанными методами и данными [1] для выпуклой стенки вдоль горизонтальной плоскости симметрии. Максимальная ошибка в определении касательных напряжений не превышала 6%.

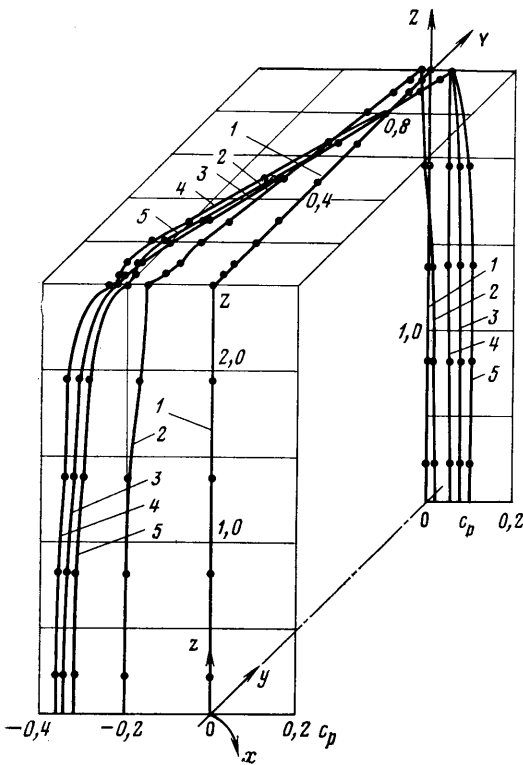
В качестве измерительной техники использовались термоанемометр с постоянной температурой нити и электрические манометры поплавкового типа.

Полученная информация о распределении статического давления на стенках криволинейного канала представлена на фиг. 1 в виде коэффициента давления $c_p = (p - p_0) / 0,5\rho U_{\max}^2$ где p_0 и $0,5\rho U_{\max}^2$ — статическое давление и максимальный скоростной напор в сечении 1 прямого канала. Для удобства анализа кривые изменения c_p вдоль выпуклой (левая ось $Z = z/h$) и вогнутой стенок и вдоль верхней торцевой стенки (ось $Y = y/h$) в пределах каждого мерного сечения канала совмещены на одной фигуре. Обозначения кривых 1—5 соответствуют номеру мерного сечения, приведенных выше.

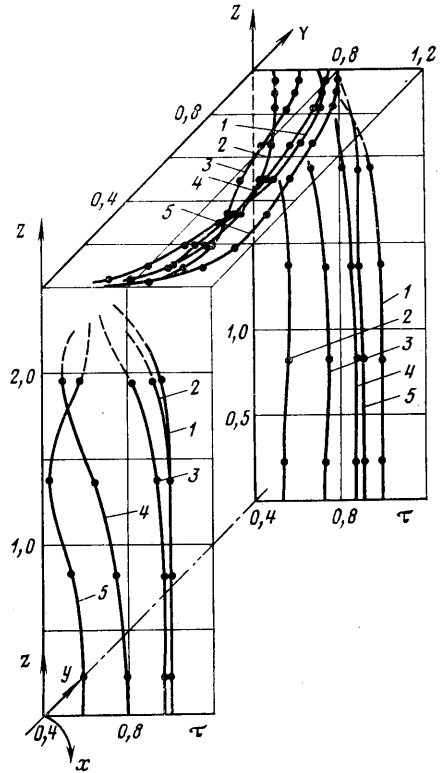
Из фигуры следует, что радиальный градиент давления $\partial p / \partial z$ появляется несколько ранее, чем геометрическое начало кривизны канала (сечение 2). По данным

замеров это происходит в сечении, расположенном на расстоянии $X=x/h$, примерно равном 2, от входа в криволинейный канал. Последнее обстоятельство дает право говорить об искривлении линий тока до входа в криволинейный канал. В дальнейшем радиальный градиент нарастает вплоть до 45° поворота. Следующее за этим некоторое уменьшение градиента может быть объяснено влиянием выхода. Важно заметить, что смена знака давления, с положительного у вогнутой стенки на отрицательный у выпуклой, происходит примерно по линии $Y=0,8$ практически в любом поперечном сечении криволинейного канала независимо от угла поворота.

В центральной части канала имеет место область с постоянным давлением в направлении z . Протяженность этой зоны поперек канала, как следует из фиг. 1, сокращается по мере продвижения к выходу от значения $Z=\pm 1,5$ до $Z=\pm 1,0$. Характер изменения давления в этой области по продольному x и радиальному y направлению



Фиг. 1



Фиг. 2

ям согласуется с данными работы [1] по исследованию двумерных потоков в криволинейных каналах. Поэтому есть основания считать, что в центральной части канала, по крайней мере в диапазоне значений $Z=\pm 1,0$, на всем протяжении канала имеет место двумерный турбулентный поток. В остальной части канала поток трехмерный. Об этом свидетельствует изменение давления и в направлении z . Причем вблизи вогнутой стенки $\partial p/\partial z < 0$, а вблизи выпуклой $\partial p/\partial z > 0$. Последнее обстоятельство, при наличии значительного радиального градиента давления, является причиной возникновения вторичных потоков, которые перемещают низкоскоростные пристеночные слои к выпуклой стенке. Характер изменения давления в указанной зоне свидетельствует о том, что наложение вторичных потоков на основное течение приводит к образованию вихрей, обнаруженных в работе [5] путем измерения скорости в выходном сечении криволинейного канала.

Вторичные течения существенным образом изменяют распределение касательных напряжений. На фиг. 2 показано относительное изменение касательных напряжений $\tau = \tau_w/\tau_{max}$ на стенках исследуемого канала. В качестве нормирующей величины принято максимальное значение напряжения на стенке τ_{max} в прямом канале (сечение 1). Способ представления результатов и обозначения те же, что и на фиг. 1.

Как и для давления, начало изменений в характере распределений касательных напряжений по периметру канала не совпадает с геометрическим началом кривизны. Особенно это характерно для вогнутой стенки. Так, в сечении 2, соответствующем началу кривизны, касательные напряжения на выпуклой стенке практически не изменились, а на вогнутой — снизились примерно на 40%. В дальнейшем с увеличением угла поворота касательные напряжения на вогнутой стенке растут, а на вы-

пуклой снижаются. Наиболее резкое снижение имеет место вблизи торцевых стенок, где по данным измерения давления, формируется вихрь. Приведенные на фиг. 2 данные показывают, что изменение касательных напряжений на торцевых стенках и в угловых зонах является результатом влияния вторичных течений. Так, с увеличением угла поворота максимум кривой изменения τ вдоль торцевой стенки (ось Y) заметно смещается в направлении выпуклой стенки.

Полученные количественные характеристики изменения давления и касательных напряжений на стенках могут быть использованы для обоснований теоретических расчетов гидродинамики потоков в криволинейных каналах.

ЛИТЕРАТУРА

1. So R. M. C., Mellor G. L. Experiment on convex curvature effects in turbulent boundary layers.— J. Fluid Mech., 1973, v. 60, № 1, p. 43–62.
2. Уханова Л. Н. Исследование пространственного турбул. погран. слоя на торцевой стенке криволинейного канала.— В кн.: Пром. аэродинамика. В. 32. М.: Машиностроение, 1975, с. 38–48.
3. Patel V. C. Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients.— J. Fluid Mech., 1965, v. 23, № 1, p. 185–208.
4. Clauser F. Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients.— J. Aeronaut. Sci., 1954, v. 21, p. 91–108.
5. Adachi T., Kawai T., Nawano T., Hama M. Secondary flows in curved ducts of rectangular cross-section.— Bull. JSME, 1977, v. 20, № 143, p. 593–599.

Николаев

Поступила в редакцию
5.VI.1984

УДК 532.527.011

О ВИХРЕПОТЕНЦИАЛЬНОМ ТЕЧЕНИИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ НА ПЛОСКОСТИ С УГЛУБЛЕНИЕМ

САДОВСКИЙ В. С., СИНИЦЫНА Н. П.

В точной постановке исследуется решение задачи о течении идеальной несжимаемой жидкости на плоской поверхности с полуцилиндрическим углублением в поперечном к потоку направлении. Течение в углублении принимается равномерно завихренным, а внешний неограниченный поток — потенциальным. На разделяющей линии тока константа Бернулли испытывает скачок заданной величины. Рассматриваемое вихрепотенциальное течение удовлетворяет условию Прандтля — Бэтчелора [1]. Поэтому полученное решение является необходимым звеном при построении методом сращиваемых асимптотических разложений задачи об обтекании впадины вязкой жидкостью в случае больших чисел Рейнольдса.

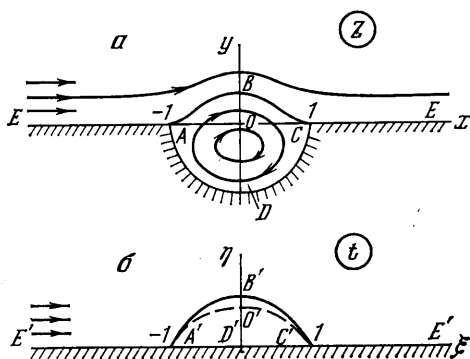
В соответствии с идеями работы [1] рассмотрим в плоскости x, y плоское стационарное течение идеальной жидкости по схеме, изображенной на фиг. 1, а. Примем, что движение жидкости в полуцилиндрическом углублении на плоскости является циркуляционным с постоянной величиной вихря $\omega = \text{const}$, внешнее течение является потенциальным с единичной скоростью на бесконечности. Здесь и в дальнейшем все линейные размеры отнесены к радиусу впадины, а компоненты u и v вектора скорости по осям x, y соответственно — к величине скорости невозмущенного безвихревого течения.

Пусть граничная линия тока ABC , разделяющая вихревой и потенциальный потоки, сходит с угловой точки A и приходит в угловую точку C . Если V_e и V_i — несопадающие величины скорости на внешней (по отношению к углублению) и внутренней сторонах разделяющей линии тока L , то для каждой точки L из интеграла Бернулли и условия непрерывности давления следует равенство $V_e^2 - V_i^2 = \Delta = \text{const} > 0$ (1)

где Δ — удвоенная величина скачка константы Бернулли на L .

Осуществим переход из физической плоскости (x, y) на верхнюю полуплоскость с помощью конформного отображения

$$t = \left[1 + \left(\frac{z-1}{z+1} \right)^{2/3} \right] / \left[1 - \left(\frac{z-1}{z+1} \right)^{2/3} \right] \quad (2)$$



Фиг. 1