

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бакиров Н. У. Конвективный теплообмен в сужающемся и расширяющемся осесимметричных соплах. Изд. Высш. уч. завед. МВО СССР, Авиационная техника, 1958, № 4.
2. Saunders O. A., Calder P. H. Heat Transfer in Nozzle at Supersonic speeds. Engng August, 1952, No. 8.
3. Уэлш У. Е., Витте А. Б. Сравнение локальных тепловых потоков, найденных теоретическим и экспериментальным путем в камерах РЖД. Теплопередача (русск. перев.), 1962, № 1.
4. Витте А. Б., Харпер Е. Г. Экспериментальное исследование теплоотдачи в соплах ракетных двигателей. Ракетная техника и космонавтика (русск. перев.), 1963, № 2.
5. Greenfield S. Determination of Rocket Motor Heat Transfer Coefficients by the Transient Method. J. Amer. Scien. 1951, vol. 18, No. 8.
6. Bartz D. R. An Approximate Solution of Compressible Turbulent Boundary Layer Development and Convective Heat Transfer in Convergent-Divergent Nozzles. Trans. ASME, 1955, vol. 77, No. 8.
7. Bartz D. R. A simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nazzle Convective Heat Transfer Coefficients. J. Iet Propuls., No. 1, 1957.
8. Реиик Е. У., Чекалин В. Е. Конвективный теплообмен в сверхзвуковых соплах. Инж. ж., 1962, т. 2, № 2.
9. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Изд. СО АН СССР, 1962.
10. Сб. «Трение и тепломассообмен в турбулентном пограничном слое» под ред. Кутателадзе С. С. Изд. СО АН СССР, 1964.

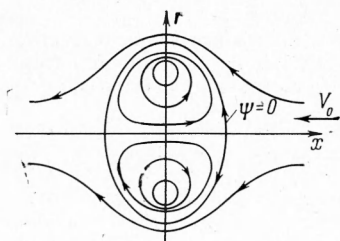
## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА КОЛЬЦЕВОГО ВИХРЯ

Д. Г. Ахметов, О. П. Бисаров

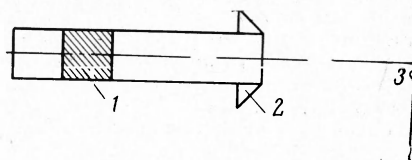
(Новосибирск)

В работе экспериментально изучена структура воздушного кольцевого вихря методами термоанемометрии и скоростной киносъемки. Получено поле скоростей, картина линий тока, а также распределение вихря скорости. Подтверждена классическая картина линий тока. Показано, что вихрь скорости почти целиком локализован в области ядра кольцевого вихря и быстро затухает с удалением от ядра. Из анализа экспериментальных результатов делается вывод о нестационарности кольцевых вихрей.

1. Качественная картина кольцевого вихря. На фиг. 1 представлена картина линий тока в системе координат, движущихся с вихрем [1]. Нулевая поверхность тока состоит из оси симметрии  $r = 0$  и некоторой замкнутой поверхности, делящей пространство на две области: внутреннюю ( $\psi > 0$ ) и внешнюю ( $\psi < 0$ ). В области  $\psi > 0$  все поверхности тока замкнуты, и масса жидкости в объеме, ограниченном поверхностью



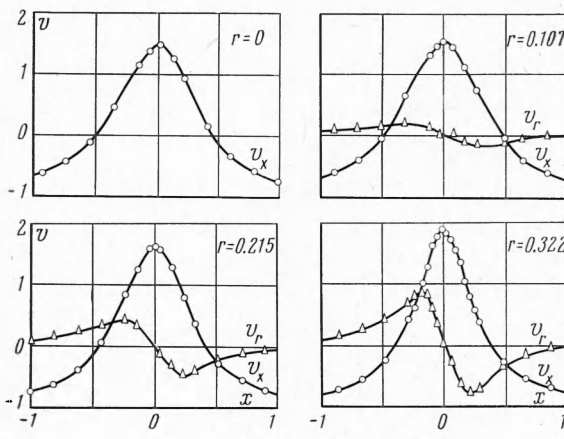
Фиг. 1



Фиг. 2

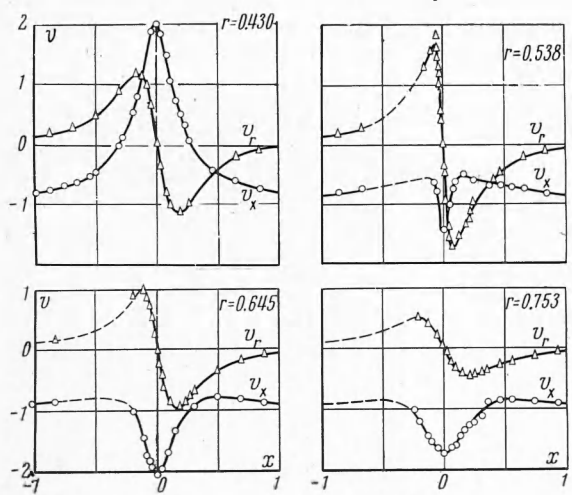
$\psi = 0$ , перемещается в пространстве как единое целое. Наблюдается высокая устойчивость движения этого объема и сравнительно малое изменение скорости поступательного движения, что свидетельствует о малой диссипации энергии. Фотографические методы исследования также подтверждают описанную картину течения [2]. Однако наблюдения не позволяют сделать достаточно убедительные выводы о поле скоростей кольцевого вихря, распределении  $\text{rot } \mathbf{v}$  в пространстве, асимметрии линий тока относительно плоскости  $x = 0$ , вызванной влиянием вязкости. Особенно существенно распределение  $\text{rot } \mathbf{v}$ , так как знание этой величины позволяет легко находить в данный момент времени все остальные характеристики гидродинамической структуры и диссипативную функцию.

**2. Постановка эксперимента.** Воздушные кольцевые вихри получались при помощи установки, схема которой представлена на фиг. 2. В цилиндрической трубе диаметром 75 мм движется с приблизительно постоянной скоростью (разгонный участок мал по сравнению с полным перемещением поршня) поршень 1, останавливающийся при ударе о преграду. На свободном конце цилиндра, заканчивающемся коническим соплом 2, образуется кольцевой вихрь, который в дальнейшем движется таким образом, что его ось симметрии совпадает с осью цилиндра. Форма сопла 2 подобрана экспериментально из условия наиболее устойчивого движения вихрей. Ранее проведенные авторами эксперименты показали, что движение вихря имеет следующий характер: на первом этапе за соплом течение формируется, пока не приобретает форму, представленную на фиг. 1. Отрезок пути, соответствующий первому этапу, мал по сравнению с полным расстоянием,ходимым вихрем. На втором этапе движение вихря характеризуется отсутствием каких-либо визуальных наблюдаемых флюктуаций; наоборот, третий этап соответствует движению с явно выраженными колебаниями всей конфигурации в целом и интенсивным перемешиванием масс, заключенных первоначально в области  $\psi > 0$ , с массами внешней области.



Фиг. 3

Определение поля скоростей кольцевых вихрей проводилось с использованием двух термоанемометров, датчики которых 3 располагались на пути следования вихря в середине участка, соответствующего второму этапу (на расстоянии 5.45 диаметра сопла от его среза). Нити датчиков ориентированы в пространстве таким образом, что по сигналу одного из них можно получить абсолютную скорость  $v = \sqrt{v_x^2 + v_r^2}$ , а затем по сигналу второго датчика с использованием  $v$  можно вычислить компоненты скорости.



Фиг. 4

Для визуализации движения вихря в цилиндр подавался светло-серый дым, который затем попадал в область  $\psi > 0$  и делал ее видимой. Это позволило получить при помощи киносъемки данные о пространственном положении конфигурации, а при помощи фоторегистрации — зависимость пути от времени для определения поступательной скорости.

Кроме сигналов термоанемометров, на осциллограмму записывались: развертка пути поршня, метки времени и синхроимпульсы, позволяющие установить временное соответствие между сигналами термоанемометров и кинограммой. Запуск установки и измерительной системы осуществлялся с общего пульта.

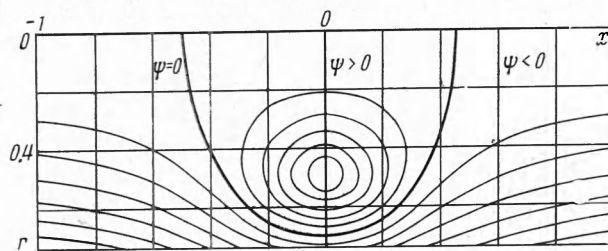
**3. Поле скоростей кольцевого вихря.** Расшифровка одной из осциллограмм позволяет вычислить скорость в любой точке цилиндрического сечения  $r = \text{const}$ . Для каждого из записываемых сечений опыт повторялся по пять раз, благодаря чему можно было контролировать стабильность результатов и использовать при обработке осредненные данные.

Было выбрано восемь таких сечений, первое из которых совпадает с осью симметрии. Шаг сечений 10 мм. Для контроля осевой симметрии по второму сечению получены две осциллограммы: ниже и выше оси. Идентичность записанных сигналов полностью подтверждает осевую симметрию.

Результаты расшифровки приведены на фиг. 3,4 в виде кривых зависимости безразмерных скоростей  $v_x$  и  $v_r$  от безразмерной координаты  $x$ . В качестве характерных кинематических параметров выбраны скорость поступательного движения вихря  $v_0$  и диаметр круговой оси вихря  $D$ . Скорость  $v_0 = -1.75$  м/сек определена по результатам кино съемки и фоторегистрации; при этом предполагается, что за промежуток времени, в течение которого производятся замеры, поступательная скорость вихря постоянна (отклонение от  $v_0$  составляет не более  $\pm 1.5\%$ ). Круговой осью вихря названа окружность, принадлежащая области  $\psi > 0$ , на которой скорости равны нулю в системе координат, связанной с движущимся поступательно кольцевым вихрем. Все скорости отнесены к  $v_0$ , длины — к диаметру вихря  $D = 93$  мм.

Из рассмотрения графиков следует, что максимальные скорости  $v_x$  каждого из сечений лежат в плоскости  $x = 0$ , проходящей через круговую ось вихря. В этой плоскости  $|v_x| > |v_0|$ , за исключением области, близкой к круговой оси. На бесконечности асимптотически  $v_x \rightarrow v_0$ . Максимальные значения скоростей  $v_r$  локализованы на цилиндре  $r = 1/2 D$ , обращаясь в нуль при  $x = 0$ . На бесконечности  $v_r \rightarrow 0$ . При  $x < 0$  участки некоторых кривых проведены пунктиром. Получение точек на этих участках затруднено возмущающим влиянием державок датчиков, однако дополнительные опыты качественно был подтвержден именно такой характер кривых.

Выбор характерного размера и характерной скорости позволяет определить для



Фиг. 5

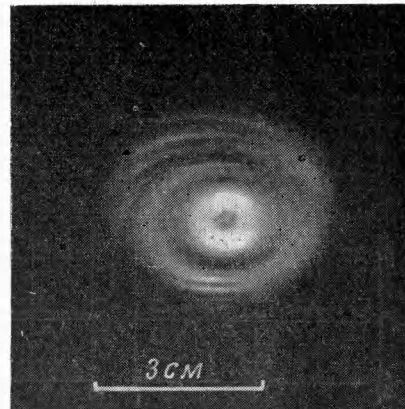
вихря число Рейнольдса  $R = v_0 D / \nu$ . Для данного случая  $R = 1.08 \cdot 10^4$ .

Важной характеристикой гидродинамической структуры вихря является картина линий тока, которую можно построить численным интегрированием поля скоростей. Функция тока в осесимметричном случае равна

$$\psi = \int_L r v_r dx - r v_x dr$$

Здесь интегрирование производится вдоль произвольной кривой  $L$ , связывающей некоторую исходную точку с точкой, для которой ищется значение  $\psi$ . Линии тока для равноотстоящих значений  $\psi$  с шагом  $\Delta\psi = 0.0175$  представлены на фиг. 5. Здесь  $\psi$  — величина безразмерная, равная отношению функции тока к комбинации  $D^2 v_0$ .

В полном соответствии с точкой зрения Рейнольдса, нулевая линия тока является замкнутой и делит все пространство, в котором происходит течение, на две области. Для значений  $\psi > 0$  все линии тока замкнуты, для  $\psi < 0$  они представляют собой незамкнутые кривые. Замкнутые линии тока с ростом  $\psi$  приближаются по форме к окружностям с центром на круговой оси вихря. Практически для  $\Delta r \leq 0.06$ , где  $\Delta r$  — безразмерное расстояние от круговой оси, линии тока совпадают с окружностями. Наблюдается некоторая асимметрия линий тока относительно плоскости  $x = 0$ . Наиболее асимметрична линия тока  $\psi = 0$  (линия  $\psi = 0$  отсекает на оси  $r = 0$  отрезки, длины которых различаются друг от друга на 10%). Вероятно, асимметрию следует объяснить влиянием вязкости. Форма нулевой линии тока близка к эллипсу с соответствующими полуосями, причем профиль линии тока более полный, чем профиль этого эллипса.



Фиг. 6

4. Ядро вихря. Анализ кривых изменения скоростей позволяет выделить некоторую тороидальную область, названную ядром кольцевого вихря. Ось тора является круговой осью вихря. Характерным признаком ядра считается изменение абсолютной скорости от нуля — в центре ядра до максимальной величины — на границе. Рассматривая кривую зависимости скорости  $v_r$  от  $x$  в сечении  $r = 0.538$ , можно отметить, что вблизи  $x = 0$  она линейна. Это возможно в том случае, если рассматриваемое сечение проходит через область, в которой происходит вращение с постоянной угловой скоростью. В этом случае без учета тороидального характера области можно написать  $v_r = \omega x$ ,  $v_x = -\omega(r - 0.5)$ , где  $\omega = \text{const}$  — угловая скорость, отнесенная к  $v_0/D$ .

При помощи этих выражений легко установить координаты центра ядра, а следовательно, диаметр  $D$  и диаметр  $d$  той части ядра, которая вращается с постоянной угловой скоростью. Ввиду того что область ядра тороидальна, действительное вращение в каком-либо из сечений тора не может иметь постоянной угловой скорости, но поскольку отношение размера сечения тора к диаметру его круговой оси достаточно мало, то отклонение истинной угловой скорости от средней также мало и лежит в пределах погрешностей эксперимента. Величина угловой скорости в ядре равна  $700 \text{ сек}^{-1}$ .

На фиг. 6 представлена фотография области, близкой к ядру, полученная в щелевом свете. Область визуализируется благодаря попавшим в нее частичкам дыма. В центре ядра плотность частиц дыма мала, затем следует кольцевая область с наибольшей плотностью частиц. Такая картина плотности дыма легко объясняется, если учесть, что в области с постоянной угловой скоростью центробежная сила, действующая на частички, пропорциональна расстоянию от центра ядра, а вне ядра она быстро падает с расстоянием (в случае классического цилиндрического вихря центробежная сила вне ядра обратно пропорциональна кубу расстояния от центра).

Производилась оценка давления в центре ядра при помощи формулы для цилиндрического вихря в идеальной жидкости  $p = p_0 - \frac{1}{4} \rho \omega^2 d^2$ , где  $\rho$  — плотность жидкости,  $d$  — диаметр ядра: это изменение давления составило около 0.03% от  $p_0$ .

**5. Распределение вихря скорости (rot V).** Знание поля скоростей позволяет построить распределение rot V в пространстве. На фиг. 7 представлено распределение  $\Omega = |\text{rot V}|$  (отнесенное к  $v_0/D$ ) в плоскости  $x = 0$  и вдоль цилиндра  $r = 0.5$ .

Характерной особенностью распределения следует считать то, что rot V почти целиком сосредоточен в области ядра; вне ядра значение rot V быстро падает до нуля с увеличением расстояния от ядра. Исходя из такого распределения вихря скорости, можно предположить, что в начальный момент времени rot V существует только в ядре и имеет там постоянное значение. Для этого случая известна [3] формула для поступательной скорости кольцевого вихря

$$v_0 = \frac{\Gamma}{2\pi D} \left( \ln \frac{8D}{d} - 0.25 \right)$$

полученная в предположении малого  $d/D$ . Принимая  $\Gamma = \frac{1}{4}\pi d^2\Omega$ , можно

найти условный диаметр ядра, который соответствовал бы экспериментальным значениям  $v_0$ ,  $D$  и  $\Omega$ . Вычисленный таким образом условный диаметр равен  $d = 0.166$ .

С другой стороны, размер, соответствующий удвоенному расстоянию от центра ядра до точек, где скорость приобретает максимальные значения, определяется в интервале  $d = 0.155 - 0.180$ . Таким образом, формула для поступательной скорости кольцевого вихря в идеальной жидкости хорошо соответствует движению реального кольцевого вихря в момент времени, достаточно близкий к моменту образования.

**6. О стационарности кольцевого вихря.** В случае движения кольцевых вихрей в идеальной жидкости можно записать условие стационарности [3] в виде

$$|\text{rot V}| = rf(\psi), \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = r^2 f(\psi) \quad (6.1)$$

где  $f(\psi)$  — произвольная функция от  $\psi$ . Используя это условие по экспериментальным данным фиг. 5 и 7 легко установить, что условие стационарности не выполняется.

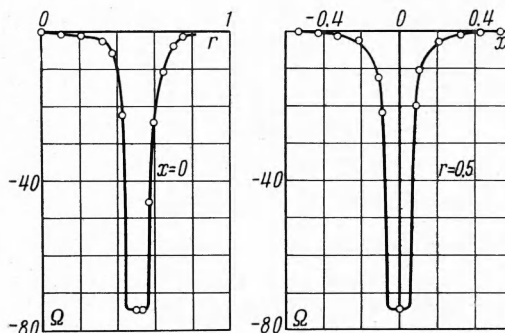
Например, линия тока  $\psi = 0.105$  (фиг. 5 и 7) дает при  $x = 0$  соответственно  $r_1 = 0.35$ ,  $\Omega_1 = -4$  и  $r_2 = 0.618$ ,  $\Omega_2 = -16$ . Следовательно,  $f(\psi)$  в (6.1) принимает значения  $f_1 = -11.4$  и  $f_2 = -25.9$ . Условие же стационарности (6.1) требует постоянства  $|\text{rot V}|/r$  вдоль линии тока  $\psi = \text{const}$ . Таким образом, полученное распределение вихря не будет стационарным для модели идеальной жидкости.

Авторы благодарят В. К. Шереметова и В. А. Косинова за помощь в работе.

Поступила 19 I 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Reynolds O. On the Resistance encountered by Vortex Rings etc. Brit. Ass. Rep., 1876, Nature, vol. 14, p. 477.
2. Magarvey R. H., Maclatchy C. S. The Formation and Structure of Vortex Rings. Canad. J. Phys., 1964, vol. 42, No. 4.
3. Ламб Г. Гидродинамика. ОГИЗ—Гостехиздат, 1947.



Фиг. 7