

УДК 532.527+536.37

ТЕЧЕНИЕ В ВИХРЕВОЙ ПЛОСКОРАДИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

2. ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

В вихревой камере плоскорадиальной геометрии впервые обнаружена вихревая структура течения воздуха с характерным размером вихрей, соизмеримым с размером основного вихря. Вычислена вихревая составляющая скорости потока по радиусу и оси камеры.

Структура течения во вращающихся потоках интересует многих исследователей при изучении эффекта Ранка [1]. Для объяснения нагревания периферийных слоев газа в закрученных потоках введено понятие вихревых молей, которые по цепочке передают энергию нижележащих слоев течения вышележащим. Согласно [2] при кратковременном попадании вихрей в соседнюю область потока и их возвращении совершаются элементарные циклы Карно и, следовательно, теплообмен между слоями. С помощью вихревых молей математически описывается наблюдаемое распределение температуры [3]. Однако экспериментальное подтверждение наличия гипотетических вихревых молей авторам неизвестно. По-видимому, первая попытка интерпретации вихревых структур предпринята в работах [4, 5], согласно которым на границе периферийного и осевого течений образуются вращающиеся спиралевидные структуры сдвигового характера, вызывающие прецессию осевого течения. В результате радиальных колебаний осевого течения развивается псевдотурбулентность периферийной части потока и возникает теплообмен. Вихревая структура течения в виде спиралевидных жгутов обнаружена в короткой камере [6].

Наши исследования течения в вихревой плоскорадиальной камере, у которой диаметр намного больше ее высоты ($d_k \gg Z$), подтверждают вихревой характер течения и позволяют определить характерный размер вихрей, которые возникают в основном вихре и имеют сопоставимые с ним размеры.

Экспериментальная камера и установка представлены в работе [7]. Там же приведены методики измерения средней скорости $\langle u \rangle$ в потоке вдоль радиуса r и оси камеры z в переходном и стационарном режимах. В данной работе для анализа течения осуществлялись измерения полного P_0 и статического P давлений во всем объеме камеры.

Измерение давлений. Конструкция датчиков представлена на рис. 1. В корпусе 1 установлен стаканчик с мембраной 3, на который наклеен полупроводниковый тензодатчик 2 с базой 2 мм, включенный в мостовую схему измерения. С целью стабилизации температуры тензодатчика в процессе эксперимента, а также исключения свободного объема стаканчик с мембраной заполнялся солидолом 4. Приемная часть датчиков 5 представляла собой трубку, выдвигающуюся в поток. У датчика статического давления эта трубка была с открытым торцом, на который напайвалась тонкая пластинка 6 (рис. 1, а), а у датчика полного давления — с закрытым торцом и боковым отверстием (рис. 1, б). Вход отверстия раззенковывался, что давало возможность поворачивать датчик на угол $\pm 30^\circ$ относитель-

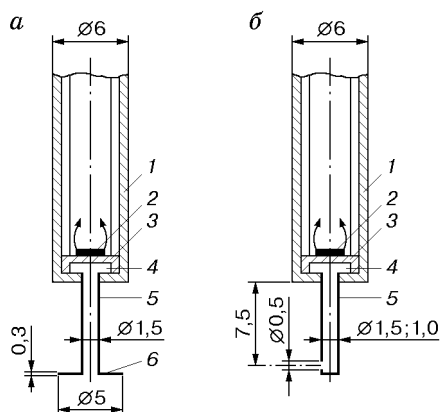


Рис. 1. Схема датчиков статического и полного давления:

1 — корпус датчика; 2 — полупроводниковый тензодатчик; 3 — мембрана; 4 — солидол; 5 — приемная трубка; 6 — пластина

но направления потока, при этом ошибка измерения давления не превышала 1,5% [8]. В ряде экспериментов использовалась трубка диаметром 1 мм, загнутая навстречу потоку. Датчики полного и статического давлений располагались по окружности камеры на расстоянии 20 мм друг от друга на одинаковом расстоянии от стенки и могли перемещаться по высоте камеры z .

Характерное время пробега звуковой волны в приемной трубке составляло около 25 мкс, а собственная частота колебаний мембраны датчика — примерно 2 мГц, что позволяло регистрировать сигналы длительностью до десятков микросекунд. Запись сигналов производилась на осциллографы С8-13 и С9-16. Двухлучевой цифровой осциллограф С9-16 позволял сопоставлять временные интервалы осциллограмм с точностью до 10 мкс.

Одновременная запись осциллограмм полного и статического давлений на протяжении всего переходного процесса была возможна только в двух точках камеры, поэтому регистрация давления вдоль радиуса и по высоте камеры z производилась в серии опытов. Радиусы, вдоль которых измерялось давление, примерно совпадали с радиусами впрыска продуктов пережигания алюминиевой фольги электрическим током [7]. Начальное давление воздуха $100 \cdot 10^5$ Па в ресиверах с $V_p = 3,6; 80$ л и время начала записи давления оставались постоянными во всех опытах. Контрольные опыты при одних и тех же положениях датчиков показали идентичность записанных осциллограмм.

В конструкции датчиков, схеме измерения предусматривалось все возможное для устранения паразитных пульсаций. Использование полупроводниковых тензодатчиков, не требующих усилителей сигналов, малое сопротивление датчиков (около 200 Ом), применение мостовой схемы и питание от аккумуляторов позволяли избежать паразитных колебаний в измерительной цепи. Датчики не реагировали на удары по корпусу и приемной трубке, поэтому во время опытов не воспринимали акустические колебания в корпусе камеры.

Дополнительно проводились контрольные опыты. В одном из них отверстия в приемных трубках закрывались. При этом в вихревом потоке колебания не фиксировались, т. е. датчик не реагировал на звуковые возмущения в стенке камеры и вибрацию приемных трубок. В другом опыте полости в приемных трубках заполнялись солидолом. Пульсации давления исчезали из-за демпфирования их вязкой средой, но регистрировалась постоянная составляющая давления.

Наконец, производилась регистрация полного давления в трубке диаметром 16 мм и длиной 1 м, зауженной на выходе в 2 раза для создания в ней дозвукового течения. Трубка подсоединялась к клапану системы подачи. Колебания с меньшей частотой возникали при заполнении трубки воздухом, когда неизбежны ударные волны после открытия клапана. Затем никаких пульсаций не регистрировалось. На основании проведенных опытов можно

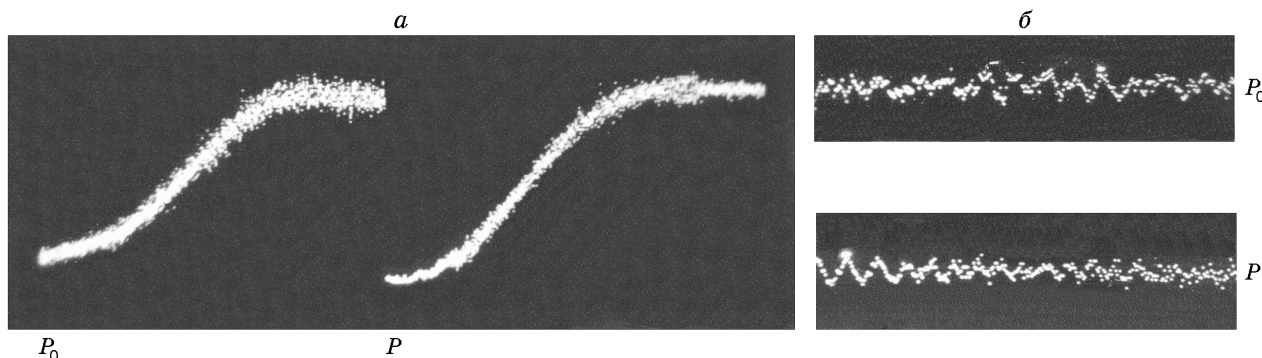


Рис. 2. Характерные осциллограммы полного P_0 и статического P давлений:
 а — за время 20 мс после открытия клапанов; б — в увеличенном масштабе времени

сделать вывод о том, что датчик не реагирует на звуковые колебания в корпусе камеры, вибрацию его элементов и не генерирует звуковых колебаний в полости приемных трубок.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Характерные осциллограммы P_0 и P за время 20 мс с момента открытия клапанов, снятые в точках $r = 80$ мм и $z = 7,5$ мм, представлены на рис. 2, а. На рис. 2, б приведены участки осциллограмм, увеличенные в масштабе времени в 16 раз. Видно, что P_0 и P испытывают колебания, поэтому движение газа является неустановившимся. Частота колебаний P_0 и P одинакова, но колебания P слабее колебаний P_0 . У торцов камеры колебания P_0 и P снижаются до уровня шумов.

Для определения направления и фазы пульсации скорости Δu использовались два датчика полного давления. Исследовалась область потока в середине камеры ($z = 7,5$ мм) вблизи точки $r = 80$ мм, где реализуется наибольшая завихренность потока [7]. Датчик 1 оставался неподвижным в точке $r = 80$ мм и ориентировался навстречу потоку. Датчик 2 с различной ориентацией устанавливался вблизи датчика 1 (рис. 3). В схемах, представленных на рис. 3, а–в, датчик 2 устанавливался на окружности того же радиуса $r = 80$ мм, но ориентировался, как и датчик 1, навстречу потоку (рис. 3, а) или под углом $\pm 90^\circ$ к направлению потока (рис. 3, б, в). Датчик 2 устанавливался также на окружностях радиусов $r = 69$ мм (рис. 3, г, д) и $r = 60$ мм (рис. 3, е, ж). Расстояние между гнездами под датчики

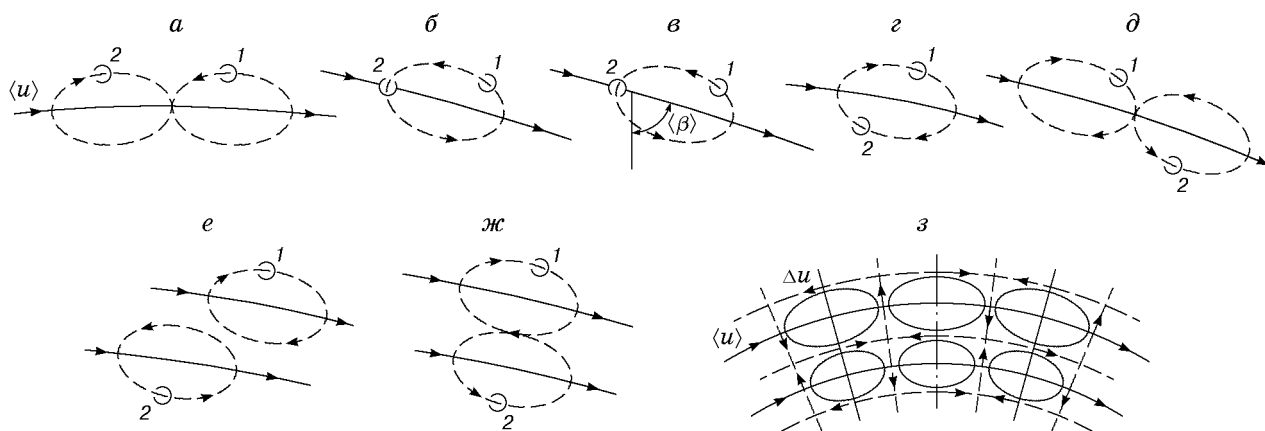


Рис. 3. Интерпретация вихревого движения в камере:

а–в — датчики расположены на окружности радиуса $r = 80$ мм (а — датчики ориентированы навстречу потоку; б, в — датчик 2 ориентирован под углом $\pm 90^\circ$ к направлению потока); г, д — датчик 2 расположен на окружности радиуса $r = 69$ мм; е, ж — датчик 2 расположен на окружности радиуса $r = 60$ мм; з — схема вихревого течения

на одной окружности составляло 20 мм. Сигналы с датчиков выводились на осциллограф С9-16.

При значениях $\langle u \rangle \approx 200$ м/с и полупериоде пульсаций $\Delta t_{\text{в}}/2 \approx 100$ мкс датчики, установленные так, как это показано на рис. 3,а, фиксировали Δu в противофазе при всех изменениях $\langle \beta \rangle$ — угла между направлением $\langle u \rangle$ и радиусом r . Датчики, установленные по схемам, представленным на рис. 3,б,в, одновременно фиксировали колебания при $\langle \beta \rangle < 80^\circ$ (б — в противофазе; в — в фазе). По схемам, представленным на рис. 3,г-ж, Δu фиксировалось как в фазе, так и в противофазе в зависимости от наклона линий тока. Максимальные амплитуды пульсаций и их периоды по окружности и радиусу камеры были одинаковы с точностью до амплитудного и временного шагов дискретизации, составляющих примерно 15% амплитуды пульсаций и около 5% периода регистрируемого сигнала соответственно. Наличие близких по амплитуде и периоду окружных и радиальных пульсаций на смежных линиях тока, согласующихся по фазе, указывает на вихревую структуру пульсирующих образований, вращающихся в плоскости камеры (штриховые линии на рис. 3,а-ж). Характерный размер вихрей вдоль линий тока определяется произведением полупериода пульсаций на среднюю скорость потока $(\Delta t_{\text{в}}/2)\langle u \rangle$. В переходном режиме течения в камере в окрестности точки $r = 80$ мм он равен 15–20 мм. При стационарном режиме течения характерный размер вихрей уменьшается примерно до 10 мм. Вдоль радиуса характерный размер составлял 10–15 мм и определялся по одновременному возникновению максимальных колебаний, регистрируемых датчиками 1 и 2. Таким образом, средний характерный размер вихрей составляет 1/10–1/20 размера основного вихря. Возможны флуктуации в ту и другую сторону от указанных размеров, особенно при формировании вихревой структуры.

Ниже приводится интерпретация картины течения в камере. Датчики, установленные по схеме, представленной на рис. 3,а, фиксируют наличие границ, по обе стороны которых Δu по линии установки датчиков 1 и 2 имеет противоположное направление (рис. 3,з). Расстояние между границами определяется размерами вихря вдоль линии тока. Датчики, установленные по схемам, представленным на рис. 3,б,в, фиксируют направление Δu вдоль границ, на рис. 3,г-ж, — противофазу или фазу, когда через датчики 1 и 2 проходят максимумы Δu . В верхней трубке тока (рис. 3,з) зафиксированы все направления Δu , в нижней радиальные составляющие Δu не фиксировались. Поскольку величина средней радиальной составляющей скорости $\langle u_r \rangle$ мала [7], то направления Δu вдоль радиуса должны быть встречными по отношению к верхней трубке тока. Если в образовавшейся прямоугольной сетке направлений скоростей сгладить углы, то получается картина вихревого течения в плоскости камеры. Вихри могут отстоять друг от друга на некотором расстоянии. На это указывают наблюдаемые иногда промежутки между максимумами и минимумами P_0 или P . Оси вихрей перпендикулярны плоскости камеры и движутся со скоростью $\langle u \rangle$ вдоль линий, которые в работе [7] по углам $\langle \beta \rangle$ определялись как линии тока. В вихревом движении они являются осями вихревых трубок тока, вдоль которых передвигаются вихревые образования. Линии тока представляют собой волнистые кривые типа циклоиды при развертке вращения точки по окружности, у которой переносная скорость больше окружной.

На рис. 2 видно, что амплитуда пульсаций меняется по величине. Сравнение пульсаций P_0 и P показывает, что их амплитуда в рассматриваемом временном интервале не связана с интенсивностью вихря, а обусловлена изменением направления вихревых трубок тока. Чаще всего это наблюдается в переходном режиме. Поэтому сопоставление фазы колебаний возможно только в отдельные моменты времени, но этого вполне достаточно для построения приближенной картины течения. В области между четырьмя смежными вихрями возможны вихри и более мелкого масштаба, которые имеющиеся датчики не

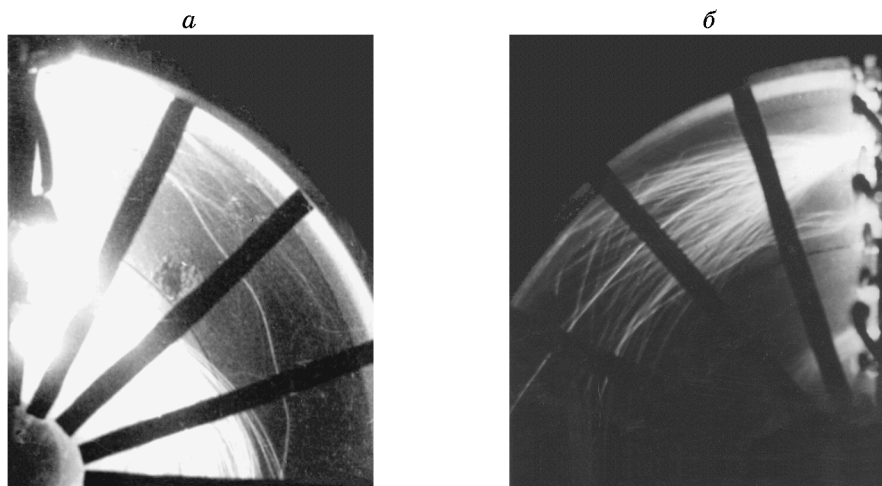


Рис. 4. Картина вихревого движения по трекам горящих частиц алюминия:
a — траектория частицы; *б* — чередование широких и узких пучков траекторий

регистрируют. Во всех опытах при одновременных измерениях P_0 и P наблюдалась следующая картина: когда датчик P_0 фиксирует максимальные пульсации, датчик P фиксирует минимальные, и наоборот (см. рис. 2, б). В первом случае через датчики, измеряющие P_0 и P , проходят периферии вихрей, во втором — их центры. Пульсации P соответствуют перепадам давления по диаметру вихря за счет центробежных сил.

Вихревое течение с рассмотренными отношениями амплитуд к фазам колебаний наиболее четко проявляется в стационарном режиме ($V_p = 80$ л) в области $r > (2/3)R$ (R — радиус камеры), где течение в ядре потока приближается к квазитвердому вращению [7]. В области потенциального вихря ($r = 40$ мм) сравнение амплитуд и фаз колебаний показывает, что вихревое течение становится менее регулярным с преобладанием мелкомасштабных пульсаций, связанных, по-видимому, с дроблением крупномасштабных вихрей.

Вихревое течение обнаруживается и по траекториям горящих частиц алюминия на неподвижной пленке. Некоторые траектории имеют волнистую форму, напоминающую циклоиду (рис. 4, а). Эпизодичность появления таких траекторий вполне объяснима. Для того чтобы частица повторяла путь окружающих частиц воздуха, необходимо равенство их плотностей. Очевидно, что таких частиц в ядре потока очень мало, так как из-за разных плотностей происходит концентрация частиц тяжелее воздуха у стенки в области торцевого пограничного слоя [7]. Волнистость траектории возможна при многократном входе частицы в торцевой пограничный слой из ядра потока и обратно. Близость периодов волны и обращения вихрей указывает на существование последних, под воздействием которых могут происходить эти переходы. Когда вихревое движение еще не сформировалось (время начала переходного режима до 8 мс), волнистые траектории не наблюдались. В стационарном режиме в области $r > (2/3)R$, где скорости в ядре потока и торцевом пограничном слое близки, но различны по направлениям [7], наблюдается множество подобных траекторий.

Размеры вихрей, сравнимые с размером основного вихря, а также большие значения вихревой составляющей скорости Δu должны влиять на величину углов отклонения частиц алюминия, вылетающих из отверстий. Если время вылета больше 0,1 мс, а оси вихрей проходят через отверстие, то на неподвижной пленке должен фиксироваться пучок траекторий, биссектриса угла которого указывает на среднее направление потока. Если через отверстие проходит граница вихрей, то зафиксировается узкий компактный пучок траекторий. Действительно, нередко в одном опыте наблюдались широкие и узкие пуч-

ки траекторий частиц, выбрасываемых из смежных отверстий. При диаметре отверстия 0,5 мм, через которое выбрасывались частицы алюминия в поток в плоскости камеры на расстоянии 5 мм от стенки, происходило резкое увеличение размеров пучка. На расстоянии 20 мм от отверстия по направлению потока пучок иногда расширялся до 10–15 мм, что соответствовало размеру вихря в радиальном направлении, зафиксированному датчиками полного давления (рис. 4, б). Образование пучка траекторий происходит и во время перестройки течения, когда при истечении частиц алюминия из отверстий меняется угол $\langle \beta \rangle$. Однако при этом резкое расширение пучка вблизи отверстия может не наблюдаться, и для обнаружения перестройки течения необходима статистическая обработка экспериментального материала.

Интерпретированная вихревая картина течения в области $r > (2/3)R$ подобна обнаруженным ранее вихревым структурам [9–11]. В работах [9, 10] они наблюдались во вращающемся, как твердое тело, цилиндрическом объеме жидкости при сообщении ей осевых возмущений. В жидкости имели место также осевые колебания скорости. В нашем случае осевых колебаний скорости не обнаружено. Они могут восприниматься датчиками статического давления, но оценки по периодам пульсаций дают значения, близкие к величине $\langle u \rangle$. Перемещение всей массы воздуха от стенки к стенке с такими скоростями без источников возмущения в осевом направлении представляется невозможным. По-видимому, осевые пульсации скорости не исключены, но должны иметь меньшие частоты и амплитуды, которые из имеющихся осциллограмм выделить не удастся.

В опытах [11] вихревую структуру наблюдали в жидкости, находящейся между вращающимися дисками. В некоторых режимах наблюдалась деформация ядра вихря в виде правильного многоугольника. Можно предположить, что в нашем случае имеет место подобная деформация. В соответствии с характерным размером пульсирующих образований равных, например, 20 мм, в области $r = 80$ мм основной вихрь должен представлять собой вращающийся многоугольник, число сторон которого примерно равно 24. Датчик полного давления с раззенковкой входного отверстия не регистрирует такой деформации вихря, так как векторы скорости будут изменять направление лишь на $7,5^\circ$. Кроме того, обнаружено, что течение в области выходного отверстия сверхзвуковое даже в стационарном режиме и малые возмущения не могут проникнуть в периферийную область. Поэтому, если деформация ядра вихря и существует, то не она определяет характер пульсационной составляющей давления.

Может возникнуть вопрос, не являются ли пульсации P_0 и P возмущениями, вносимыми в поток самими датчиками? Известно, что частота вихрей в дорожках Кармана, образующихся при обтекании цилиндров, определяется зависимостью $f = \text{Sr}\langle u \rangle / D$ [12], где Sr — число Струхала; D — диаметр цилиндра. При скорости потока $\langle u \rangle = 200$ м/с, диаметре приемной трубки датчика давления $D = 1$ мм, $\text{Sr} = 0,21$, числе Рейнольдса $\text{Re} > 10^3$, получим $f = 40$ кГц. Эта частота является пределом чувствительности датчика давления. Датчики же регистрируют в эксперименте колебания P_0 и P с $\Delta t_b \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с или $f \approx 5$ кГц, что на порядок ниже частоты срыва вихрей. Более того, вниз по потоку происходит диссипация срываемых вихрей. Характерное время затухания окружной скорости вихрей можно оценить по формуле $t = r_b^2 / (4\nu)$ [13], где r_b — радиус вихря; ν — кинематическая вязкость воздуха. Для $r_b \approx (1/4)D = 0,25$ мм, $\nu = 13 \cdot 10^{-6}$ м²/с получим $t = 1,2 \cdot 10^{-3}$ с. При $\langle u \rangle = 200$ м/с вихрь ослабляется на расстоянии примерно 24 см и не влияет на датчик, его индуцирующий. Если учесть, что пульсации давления регистрируются уже при выдвигании датчиков на 0,5–1,0 мм от стенки, то влияние датчиков на формирование вихревой структуры маловероятно.

Влияние датчиков давления на параметры потока исследовалось в работе [14], согласно которой при $R/R_1 = 5,2$, где R_1 — радиус выходного отверстия, ошибка в измерении

давления в камере вне выходного отверстия не превышает 1,5 %. Действительно, если убрать один из двух датчиков, запись давления оставшимся датчиком не отличается от записи при их совместной работе. Более того, выдвижение корпусов датчиков в поток на расстояние до 6 мм, необходимое для расположения отверстий приемных трубок у противоположной стенки камеры, не приводило к заметным изменениям давлений, измеренных при удлинении приемных трубок.

Максимальную величину Δu можно оценить, используя уравнение движения и заменяя производные на отношения конечных приращений: $\Delta u_T/\Delta t + u_r u_T/r = -(1/\rho)\Delta P/(r\Delta\theta)$, где $u_T = \langle u_T \rangle \pm \Delta u_T$ — тангенциальная составляющая скорости потока; $\langle u_T \rangle$ — средняя величина тангенциальной составляющей скорости потока; Δu_T — ее вихревая составляющая; u_r — радиальная составляющая скорости потока; Δt , $\Delta\theta$, ΔP — приращения времени, угловой координаты и статического давления соответственно; ρ — плотность потока. Например, подставляя известные значения для стационарного режима $r = 80$ мм, $\Delta t = \Delta t_B/4 \approx 0,5 \cdot 10^{-4}$ с, $\langle u_T \rangle = 80$ м/с, $u_r = 0,15u_T$, $\rho = 53,4$ кг/м³, $\Delta P = 1,5 \cdot 10^5$ Па, $r\Delta\theta = 0,5 \cdot 10^{-2}$ м (половина характерного размера вихря), $\langle \beta \rangle = 82^\circ$, получим $\Delta u_T \approx \Delta u = 29$ м/с.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют точно вычислить распределение вихревой составляющей скорости Δu по радиусу вихря, но максимальную величину Δu вычислить можно. Для этого необходимо использовать экстремальные значения P_0 и P . Их проще сравнивать по времени, в этом случае $du/dt = 0$ (см. рис. 3). Значение производной, мало отличающейся от нуля, сохраняется в некоторой области, величина которой тем больше, чем больше период пульсаций. Для имеющихся скоростей потока время обтекания датчика диаметром 1 мм в 20–40 раз меньше периода пульсаций давления. Кроме того, измеряется давление в набегающем потоке, а не в следе за препятствием, поэтому можно пренебречь временем установления потока при обтекании датчика. Следовательно, во время обтекания датчика потоком с экстремальными значениями P_0 и P течение можно принять установившимся и использовать интеграл Бернулли. Необходимо отметить, что в моменты регистраций максимума и минимума давлений через датчик проходят разные линии тока, принадлежащие разным вихрям, поэтому энтальпии потока на них (интегралы Бернулли) будут различными.

Итак, для экстремальных значений скорости можно записать

$$\begin{aligned}\langle u \rangle + \Delta u &= \{[2\gamma/(\gamma - 1)](P_{0\max}/\rho_{0\max})[1 - (P_{\min}/P_{0\max})^{(\gamma-1)/\gamma}]\}^{1/2}, \\ \langle u \rangle - \Delta u &= \{[2\gamma/(\gamma - 1)](P_{0\min}/\rho_{0\min})[1 - (P_{\max}/P_{0\min})^{(\gamma-1)/\gamma}]\}^{1/2}.\end{aligned}$$

Исключая $\langle u \rangle$, получаем

$$\begin{aligned}\Delta u &= (1/2)\{[2\gamma/(\gamma - 1)](P_{0\max}/\rho_{0\max})[1 - (P_{\min}/P_{0\max})^{(\gamma-1)/\gamma}]\}^{1/2} - \\ &\quad - (1/2)\{[2\gamma/(\gamma - 1)](P_{0\min}/\rho_{0\min})[1 - (P_{\max}/P_{0\min})^{(\gamma-1)/\gamma}]\}^{1/2}.\end{aligned}$$

Исключением Δu находим $\langle u \rangle$:

$$\begin{aligned}\langle u \rangle &= (1/2)\{[2\gamma/(\gamma - 1)](P_{0\max}/\rho_{0\max})[1 - (P_{\min}/P_{0\max})^{(\gamma-1)/\gamma}]\}^{1/2} + \\ &\quad + (1/2)\{[2\gamma/(\gamma - 1)](P_{0\min}/\rho_{0\min})[1 - (P_{\max}/P_{0\min})^{(\gamma-1)/\gamma}]\}^{1/2},\end{aligned}$$

где $P_{0\max}$ и $P_{0\min}$, P_{\max} и P_{\min} — максимальные и минимальные полные давления (давления торможения) и статические давления, регистрируемые датчиками, соответственно; $\rho_{0\max}$ и $\rho_{0\min}$ — максимальная и минимальная плотности торможения; $\gamma = 1,4$ — показатель изэнтропы. Учитывая условие изэнтропичности течения, отношения $P_{0\max}/\rho_{0\max}$ и $P_{0\min}/\rho_{0\min}$ можно заменить на $(P_{0\max}/\langle \rho_0 \rangle)(\langle P_0 \rangle/P_{0\max})^{1/\gamma}$ и $(P_{0\min}/\langle \rho_0 \rangle)(\langle P_0 \rangle/P_{0\min})^{1/\gamma}$

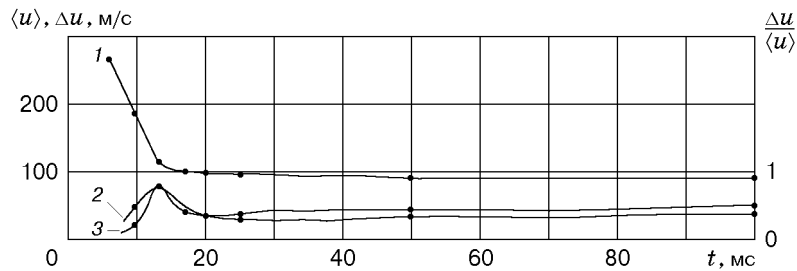


Рис. 5. Изменение средней и вихревой составляющих скорости потока, а также их относительной величины в переходном и стационарном режимах ($r = 80$ мм, $z = 7,5$ мм, $V_p = 80$ л):
1 — $\langle u \rangle$; 2 — Δu ; 3 — $\Delta u / \langle u \rangle$

соответственно, где $\langle P_0 \rangle = (P_{0\max} + P_{0\min})/2$ и $\langle \rho_0 \rangle$ — средние давление и плотность торможения. Тогда значения $\langle \rho_0 \rangle$ и Δu определяются через пять измеренных величин: температуру торможения потока T_0 [9], $P_{0\max}$, $P_{0\min}$, P_{\max} и P_{\min} . Как показало сравнение фаз колебаний, значениям $P_{0\max}$ соответствовали значения P_{\min} и наоборот. Причиной ошибки вычисления Δu является то, что величина давления фиксируется осциллографом С9-16 в отдельные моменты времени, и эта ошибка растет с уменьшением амплитуды пульсаций. По нашим оценкам, она не превышает 15 %.

Изменения $\langle u \rangle$, Δu и $\Delta u / \langle u \rangle$ во времени в точке $r = 80$ мм, $z = 7,5$ мм и при истечении воздуха из ресивера объемом $V_p = 80$ л представлены на рис. 5. Видно, что абсолютная величина Δu и относительная величина $\Delta u / \langle u \rangle$ имеют максимумы в переходном режиме, а при выходе на стационар уменьшаются и стабилизируются. На рис. 6 приведено распределение рассматриваемых величин вдоль радиуса и оси камеры в переходном и стационарном режимах ($t = 10$ мс и $t = 100$ мс, $z = 7,5$ мм). Пульсации растут с уменьшением радиуса в области квазитвердого вращения потока, затем снижаются в области потенциального вихря. Профиль кривой $\Delta u / \langle u \rangle$ подобен профилю Δu . В течение всего переходного процесса поведение рассматриваемых величин качественно не меняется. Отметим равенство скоростей $\langle u \rangle$ и Δu в области $r = (2/3)R \approx 70$ мм, следующее из равенства давлений $P_{0\min} = P_{\max}$, т. е. при встречных направлениях этих скоростей поток останавливается. Вдоль оси камеры z значения Δu и $\Delta u / \langle u \rangle$ растут при приближении к стенкам.

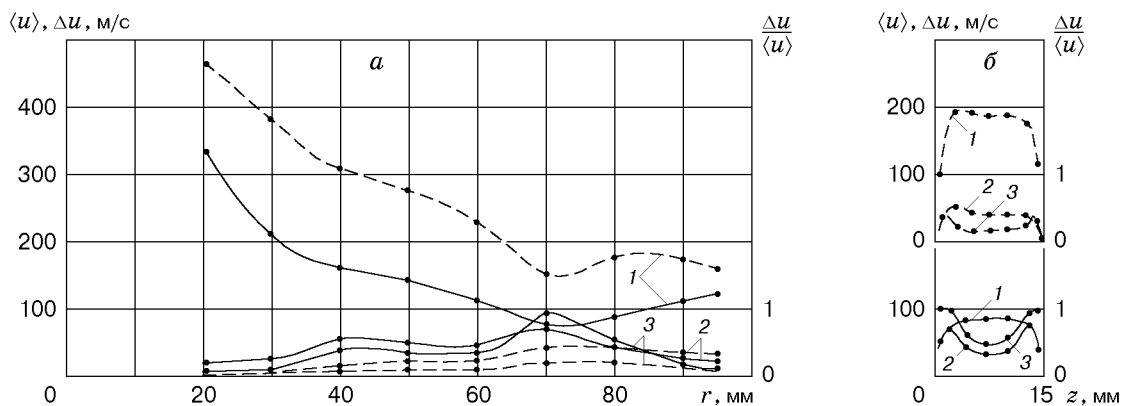


Рис. 6. Изменение средней и вихревой составляющих скорости потока, а также их относительной величины вдоль радиуса и оси камеры в переходном и стационарном режимах ($z = 7,5$ мм, $V_p = 80$ л):
сплошные линии — $t = 100$ мс, штриховые — $t = 10$ мс; 1 — $\langle u \rangle$, 2 — Δu , 3 — $\Delta u / \langle u \rangle$

В стационарном режиме $\Delta u / \langle u \rangle = 1$ при $z = 3$ мм в области $r = 80$ мм. Отметим, что оценка Δu для точки $r = 80$ мм, сделанная выше при приближенном дифференцировании уравнения движения, незначительно отличается от вычисленной по уравнению Бернулли (см. рис. 5, 6).

Выводы. 1. Впервые в плоскорадиальной вихревой камере экспериментально обнаружена вихревая структура течения с характерным размером вихрей $1/10$ – $1/20$ размера основного вихря. Оси вихрей перпендикулярны торцевым стенкам камеры. Дана интерпретация вихревой структуры течения.

2. Вычислена вихревая составляющая скорости в ядре потока по радиусу и оси камеры. В стационарном режиме ее максимальные значения достигаются на расстоянии около $2/3$ радиуса камеры (на границе квазитвердого вращения и потенциального вихря).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Pat.** 1,952,281 USA. Method and apparatus for obtaining from fluid under pressure two currents of fluids at different temperatures / G. J. Ranque. Publ. 1934.
2. **Меркулов А. П., Кудрявцев В. М.** Турбулентность и ее роль в вихревом эффекте // Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта и его промышленного применения: Тр. I Всесоюз. науч.-техн. конф., Куйбышев, 1972 г. Куйбышев: Куйбышев. авиац. ин-т, 1974. С. 31–39.
3. **Дейч М. Е.** Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974.
4. **Лукачев С. В.** Исследование неустойчивых режимов течения газа в вихревой трубе Ранка // Инж.-физ. журн. 1981. Т. 41, № 5. С. 784–790.
5. **Лукачев С. В.** Образование вихревых когерентных структур в вихревой трубе Ранка // Вихревой эффект и его применение в технике: Материалы IV Всесоюз. науч.-техн. конф., Куйбышев, 1983 г. Куйбышев: Куйбышев. авиац. ин-т, 1984. С. 38–44.
6. **Заславский Б. И., Юрьев Б. В.** Исследование структуры течения в плоской вихревой камере // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 1. С. 84–89.
7. **Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф.** Течение в вихревой плоскорадиальной камере. 1. Экспериментальное исследование поля скоростей в переходном и стационарном режимах // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 112–121.
8. **Петунин А. Н.** Методы и техника измерения газового потока. М.: Машиностроение, 1972.
9. **Макаренко В. Г., Тарасов В. Ф.** Экспериментальная модель смерча // ПМТФ. 1987. № 5. С. 115–122.
10. **Макаренко В. Г.** О зависимости времени формирования осциллирующих вихрей от частоты возмущения вращающейся жидкости // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 1. С. 85–94.
11. **Ахметов Д. Г., Тарасов В. Ф.** О структуре и эволюции вихревых ядер // ПМТФ. 1986. № 5. С. 68–73.
12. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
13. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды: В 2 т. М.: Наука, 1973. Т. 1.
14. **Смульский И. И.** Об особенностях измерения скорости и давления в вихревой камере // Теплофизика и физическая гидродинамика: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1978. С. 125–132.