

УДК 533.608

ТЕЧЕНИЕ В ВИХРЕВОЙ ПЛОСКОРАДИАЛЬНОЙ КАМЕРЕ

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ПЕРЕХОДНОМ И СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМАХ

Ф. А. Быковский, Е. Ф. Ведерников

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

Предложены две методики определения скорости потока в вихревой камере плоскорадиальной геометрии в переходном и стационарном режимах течения. Измерены скорости потока во всем объеме камеры, отмечен вихревой характер течения. Выявлен эффект концентрации частиц тяжелее воздуха в торцевом пограничном слое.

В работах [1, 2] описано самовоспламенение топливных смесей, наблюдаемое в вихревых камерах плоскорадиальной геометрии, диаметр которых намного больше высоты ($d_k \gg Z$). Механизм самовоспламенения оказался невыясненным, поэтому возникла необходимость определения параметров течения, в частности скорости потока в вихревых камерах такой геометрии. Имеющиеся теоретические работы [3, 4] и экспериментальные методики [5, 6] не позволяют определять скорости потока с учетом сжимаемости, тем более в переходном режиме. В настоящей работе предлагаются методики определения скорости потока в стационарном и переходном режимах. Используются: 1) прямой метод измерения скорости с помощью треков светящихся частиц; 2) косвенный, основанный на измерениях температуры, полного и статического давлений.

1. Вихревая камера и установка. Схема камеры и установки изображена на рис. 1. Вихревой канал представлял собой полузамкнутый объем, ограниченный плоскими стенками, отстоящими друг от друга на расстоянии $Z = 15$ мм, и цилиндрической поверхностью $d_k = 204$ мм. Одна из радиальных стенок, изготовленная из стали, имеет выходное отверстие $d = 40$ мм, другая изготовлена из оргстекла. По цилиндрической поверхности на расстоянии 3 мм от стенки из оргстекла равномерно расположено 300 отверстий сечением $1,2 \times 0,5$ мм, направленных под углом 30° к касательной к окружности. Равномерная подача воздуха через отверстия осуществлялась коллектором, сечение которого в 2,2 раза больше сечения отверстий. Воздух в камеру 1 подавался из ресивера 2 через клапаны 3, время срабатывания которых не превышало 1 мс. Объем ресивера V_p составляет 3,6 л. В ряде опытов для реализации стационарного режима использовался ресивер объемом 80 л. Начальное давление воздуха во всех опытах устанавливалось $100 \cdot 10^5$ Па и регистрировалось манометром 4, а опорожнение — датчиком 5.

Объем коллектора, через который происходит истечение воздуха из ресивера в камеру, сравним с объемом камеры: 0,3 и 0,5 л соответственно. Поэтому в переходном режиме происходило также заполнение коллектора, и расход воздуха в камеру возрастал от нуля до некоторой максимальной величины, а затем уменьшался по мере опорожнения ресивера. По оценкам, полученным на основании измерений давления в коллекторе и условий сверхкритического истечения из отверстий, расход воздуха в камеру через 10 мс соста-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19121а).

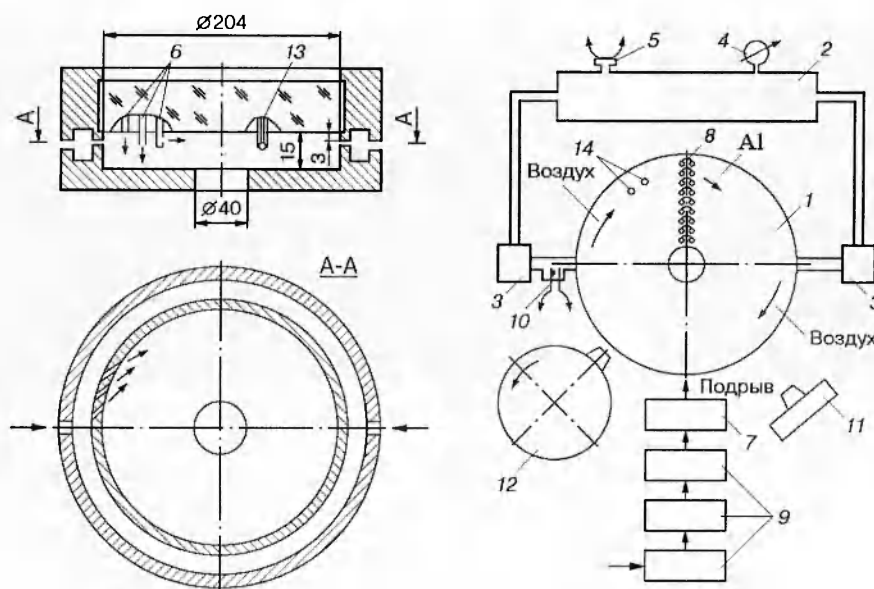


Рис. 1. Схема экспериментальной камеры и установки:

1 — камера; 2 — ресивер; 3 — клапаны; 4 — манометр; 5 — датчик давления; 6 — каналы для выброса частиц алюминия; 7 — блок для взрывания полосок фольги; 8 — полоски фольги; 9 — осциллографы; 10 — контактный датчик; 11 — фотоаппарат; 12 — фоторегистратор; 13 — термомпара; 14 — гнезда для датчиков давления

влял около 2 кг/с. В то же время расход воздуха из ресивера, рассчитанный по изменению в нем давления [7], был вдвое больше.

2. Методика измерения скорости потока с помощью треков. Треки создавались путем впрыска в поток воздуха продуктов пережигания электрическим током полосок из алюминиевой фольги длиной 3 мм и сечением с площадью $0,05 \times (0,3 \div 0,4)$ мм². Попадая в поток, частицы алюминия начинали увлекаться воздухом, гореть и ярко светиться. Для уменьшения разброса продуктов пережигания в стороны и устранения препятствий потоку полоски фольги углублялись в каналы стенки камеры *b* на 6 мм. В ряде экспериментов в канал вставлялась пластмассовая трубочка для выброса продуктов на различном расстоянии от стенки. Иногда она запаивалась, и выброс продуктов происходил в плоскости камеры через боковое отверстие диаметром 0,5 мм (рис. 1).

Подрыв фольги производился разрядом конденсатора емкостью 10^{-2} Ф и начальным напряжением 46 В с помощью классической электрической схемы [8]. На каждую пережигаемую полоску фольги составлялась разрядная цепь. Все цепи объединялись в одном блоке 7. Для максимально возможного охвата течения вдоль радиуса камеры на расстоянии 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 91, 98 мм от центра устанавливалось 9 взрывающихся полосок фольги 8. Время подачи импульсов на подрыв задавалось тремя осциллографами 9, запускаемыми от контактного датчика 10 при возникновении течения в подводящем трубопроводе.

Съемка движущихся горящих частиц алюминия производилась фотоаппаратом 11 с открытым затвором и одновременно барабанным фоторегистратором 12 с пленкой, движущейся по окружности со скоростью 100 м/с (рис. 1). На неподвижной пленке фиксировались траектории частиц от начала их выброса в поток до полного сгорания или выхода из камеры (рис. 2, *a*), а на подвижной пленке осуществлялась развертка движения горящих частиц (рис. 2, *b*). Для наглядности показаны развертки от подрыва одной полоски фольги. При подрыве девяти полосок фольги картина загромождалась, но была вполне обрабатываема. На рис. 2, *a* видны непрозрачные полосы, наклеенные вдоль радиусов через углы

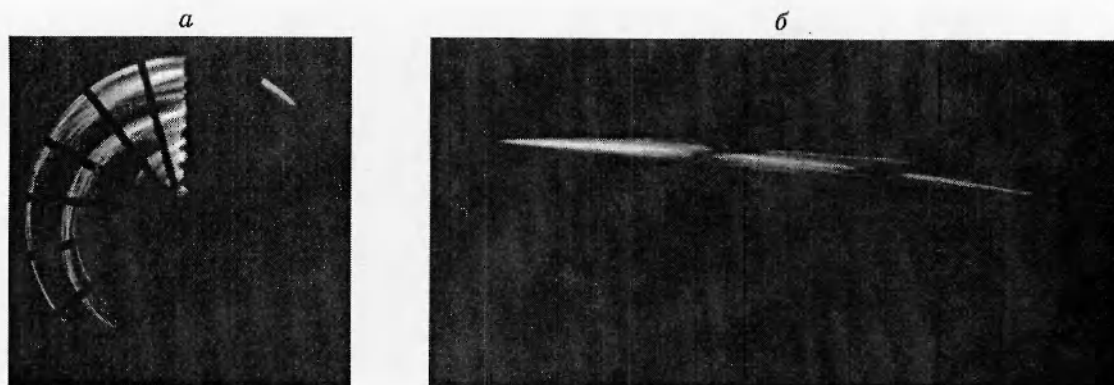


Рис. 2. Треки горящих частиц алюминия:

a — на неподвижной пленке; *б* — на движущейся пленке (для одной полоски фольги)

$\Delta\alpha = 22,5^\circ$. На развертке (рис. 2, *б*) эти полосы прерывали свечение частиц и определяли их координаты в данный момент времени. Горизонтальные полосы не фиксировали координату частицы по радиусу, но задавали на развертке горизонтальную линию, удобную в качестве начала отсчета.

Рис. 2, *a* позволяет по началу траекторий частиц построить мгновенную линию тока воздуха, проходящую через точку выброса частиц, так как они увлекаются по направлению движения воздуха, вернее, по касательной к линии тока. Далее на горящие частицы начинают действовать центробежные силы и силы сопротивления среды, под действием которых происходит сепарация частиц: частицы легче воздуха движутся к центру, тяжелее — к периферии. Часто пучок частиц был расходящимся и за направление линии тока принимались углы, совпадающие с биссектрисами пучков.

Точность геометрического построения линии тока по фиксированным направлениям скоростей зависела от плавности сопряжения отдельных элементов линии тока. Наиболее точное сопряжение имело место, когда касательные пересекались в середине сектора между радиусами, через которые проходили две соседние касательные (рис. 3). Направления скоростей и их величины вдоль различных линий тока вдоль радиуса переносились на одну линию тока, пересекающую многие радиусы камеры. Такая операция возможна, если параметры потока воздуха вдоль цилиндрических поверхностей одного и того же радиуса и на определенной высоте камеры одинаковы, что имеет место (если не учитывать возможные флуктуации параметров) в силу осевой симметрии камеры и подачи воздуха

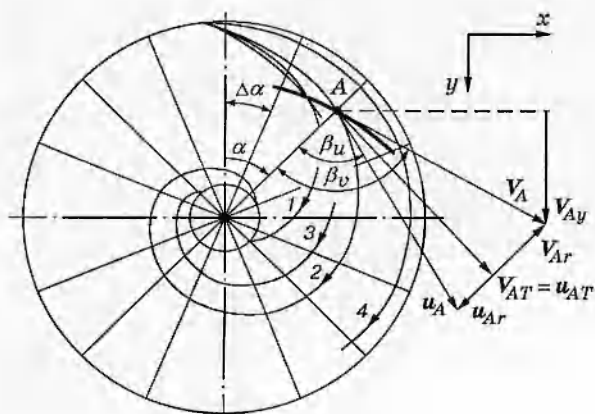


Рис. 3. Линии тока в момент времени $t = 10$ мс:

1 — в торцевом пограничном слое; 2-4 — в ядре потока

через большое число отверстий, равномерно расположенных по кольцу цилиндрической поверхности.

На рис. 3 представлено несколько линий тока (жирной линией показана часть траектории частицы алюминия). Для вывода формул, по которым вычисляется скорость потока вдоль линии тока, например линии 2, возьмем с развертки точку пересечения траектории частицы с непрозрачной полоской и в силу осевой симметрии течения перенесем ее на линию тока с той же радиальной координатой (точка A на рис. 3; см. также рис. 2, б). Разложение скоростей частицы V_A и потока u_A по касательной к окружности V_{AT} , u_{AT} и радиусу V_{Ar} , u_{Ar} показывает, что для определения скорости потока u_A необходимо определить скорость частицы V_A и принять условие равенства окружных составляющих $V_{AT} = u_{AT}$. Это условие следует также из решения дифференциальных уравнений движения частицы по радиусу и окружности камеры.

Исходя из уравнения движения частицы вдоль радиуса $F_r - F_c = ma_r$ произведем необходимые подстановки: $mV_r^2/r - C_D\rho_u[(V_r - u_r)^2/2]\pi D^2/4 = m dV_r/dt$ или $(\rho_v\pi D^3/6)V_r^2/r - C_D\rho_u[(V_r - u_r)^2/2]\pi D^2/4 = (\rho_v\pi D^3/6) dV_r/dt$. Окончательно $D = (3/4)(\rho_u/\rho_v)C_D(V_r - u_r)^2/(V_r^2/r - dV_r/dt)$, где F_r и F_c — центробежная сила и сила сопротивления среды; a_r и m — нормальное ускорение и масса частицы; ρ_u и ρ_v — плотность воздуха и алюминия соответственно; D — диаметр частицы; C_D — коэффициент сопротивления потока; r — радиус, на котором находится частица.

Ограничимся оценкой размера одной частицы по данным, взятым из расчета потока. При $r = 65$ мм, $\rho_u = 52$ кг/м³, $\rho_v = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³, $V_r - u_r = 16$ м/с, $V_T = 158$ м/с, $\Delta V_T = 8$ м/с, $\Delta t = 10^{-4}$ с, $C_D = 0,4$ для числа Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^3$ получим $D = 4,8$ мкм. Проследив движение частицы в камере, по изменению диаметра можно определять и степень ее выгорания.

Исходя из уравнения движения частицы по окружности $F_c = m dV_T/dt$, или $C_D\rho_u[(V_T - u_T)^2/2]\pi D^2/4 = (\rho_v\pi D^3/6) dV_T/dt$, получим $(V_T - u_T)^2 = (4/3)(\rho_v/\rho_u)(D/C_D) \times dV_T/dt$. Обозначим $V_T - u_T = \Delta V_T$ и, решая дифференциальное уравнение, приняв $\Delta V_T = -158$ м/с при $t = 0$, получим $-\Delta V_T = 1/(1,2 \cdot 10^3 t - 0,0063)$. Уже при $t = 0,2$ мс разность в скоростях частицы и потока составляет 4 м/с, что не превышает максимально возможной ошибки измерения скоростей. Следовательно, принятое ранее условие $V_T = u_T$ вполне оправданно.

Как следует из рис. 3: $y = ky'$, $V_{Ay} = V'k(\Delta y'/\Delta x')/[1 \pm (\Delta y'/\Delta x') \operatorname{tg}(\pm\beta_v \mp \alpha)]$, $V_A = V_{Ay}/\cos(\beta_v - \alpha)$, $V_{AT} = V_A \cos(90^\circ - \beta_v)$, $V_{Ar} = V_A \sin(90^\circ - \beta_v)$, $u_{AT} = V_{AT}$, $u_A = u_{AT}/\cos(90^\circ - \beta_u)$, $u_{Ar} = u_A \cos \beta_u$, где V_{Ay} — вертикальная составляющая скорости частицы; k — коэффициент уменьшения изображения; y — координата точки A в камере на соответствующем радиусе; $\Delta y'$ и $\Delta x'$ — приращение координат развертки в точке A ; $V' = 100$ м/с — скорость движения фотопленки; β_v и β_u — углы наклона к радиусу касательной к траектории частицы и к линии тока соответственно; α — угловая координата радиуса, на котором находится точка A .

В формуле для V_{Ay} верхние знаки сложения и вычитания соответствуют компенсации, когда скорость пленки и изображения частицы совпадают по направлению, нижние — раскомпенсации при противоположном направлении указанных скоростей. Для определения скоростей вдоль линии тока нужно использовать необходимое количество пересечений линии тока с траекториями частиц. Иногда для этого достаточно проследить траекторию одной частицы от периферии камеры к центру.

Рассмотренная методика в полной мере приемлема для определения направления потока в точке выброса частиц, а при достаточном количестве этих точек и для построения мгновенной линии тока в плоскости камеры, в том числе в торцевом пограничном слое. Методика измерения скорости применима для равноскоростного поля по высоте камеры

или так называемого *полного* поля скоростей в ядре потока. В случае *неполного* поля скоростей, а также в случае пограничного слоя неясно, на каком расстоянии от плоской стенки находится частица алюминия. Эта неопределенность остается даже при сохранении направления скоростей по высоте канала. Впрыском частиц в поток через боковое отверстие в трубочке *b* (см. рис. 1) можно задать положение частиц и рассчитывать скорости при любом поле скоростей, даже в торцевом пограничном слое. Однако при развитой турбулентности неопределенность остается, так как частицы будут расходиться по высоте канала.

Методика дает некоторую ошибку в измерении скорости, связанную с нестационарностью течения, так как измерение скорости по траекториям частиц производится через 0,2–1,0 мс после их выброса в поток. Эту ошибку можно оценить и учесть, если известно изменение углов β_z в ядре потока и торцевом пограничном слое вдоль радиуса камеры в течение переходного процесса.

Использование трубочек для вывода частиц алюминия нежелательно, так как они нарушают картину течения. Наиболее подходящим с этой точки зрения является выброс частиц в ядро потока через отверстие в стенке, но тогда возникает вопрос о пробивной способности струи частиц, а именно: попадают ли частицы в ядро потока, преодолев пограничный слой? Для решения этого вопроса ставились специальные эксперименты и проводилась оценка пробивной способности струи с использованием решения дифференциального уравнения $F_c = ma_z$, где a_z — ускорение частицы по высоте канала. Для $\rho_u = 40 \text{ кг/м}^3$, $D = 5 \text{ мкм}$ и начальной скорости струи частиц 100 м/с, определенной из разверток по промежутку времени между взрывом фольги и выбросом частиц в поток, струя за 0,1 мс преодолевает расстояние не менее 5 мм. Поэтому для определения скорости потока рассмотренные способы впрыска частиц равноценны.

3. Определение скорости потока по результатам измерений температуры, полного и статического давлений. Методика измерения полного P_0 и статического P давлений представлена в работе [9]. Предполагалось, что течение изэнтропично, и по известному отношению P/P_0 определялись величины $M = u/a$, T/T_0 , ρ/ρ_0 , где M — число Маха потока; a — скорость звука; T и T_0 — статическая температура и температура торможения потока; ρ и ρ_0 — статическая и полная плотности потока. Измерение величины T_0 и использование уравнения состояния $RT_0 = P_0/\rho_0$ позволили вычислить a , u , ρ_0 и ρ . По углам β_u , измеренным по трекам, определялись значения u_T и u_r . Кривые P_0 и P на осциллограммах имели малые пульсации, которые в данной работе усреднялись, поэтому усреднялись и вычисленные на их основе другие параметры.

Поскольку измерения температур производились в переходном режиме, необходима оценка разрешающей способности термопар. Известно, что при обтекании тел с высокой теплопроводностью их нагрев определяется теплопередачей от газа. Чтобы термопара могла «следить» за температурой потока, ее нагрев должен быть таким же, как возможное охлаждение газа в пограничном слое: $q_T \sim q_r$. Для случая термопары в виде тонкой пластины имеем $c\delta S\rho\Delta T \approx \alpha_r 2S\Delta T\Delta t = (\text{Nu } \lambda/\delta) 2S\Delta T\Delta t$, откуда толщина термопары δ должна быть не больше $\delta = [2 \text{Nu } \lambda\Delta t/(c\rho)]^{0,5}$, где $c \sim 10^3 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{град)}$, $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/(м}\cdot\text{с}\cdot\text{град)}$, $\rho \sim 8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ — средние теплоемкость, теплопроводность и плотность термопары соответственно; S — площадь боковой поверхности; ΔT — изменение температуры термопары и газа; α_r — коэффициент теплопередачи; $\text{Nu} = AR^m \text{Pr}^n K_t$ — число Нуссельта; Δt — характерное время измерения температуры потока (разрешающая способность термопары); $K_t = (T_r/T_T)^{0,5}$ — коэффициент переменчивости свойств газа; T_r и T_T — температура газа и термопары соответственно. Для потока с числом Рейнольдса $\text{Re} \approx 10^4$, числом Прандтля $\text{Pr} \approx 0,72$ и значениями $A = 0,023$, $m = 0,8$, $n = 0,4$, $T_r = T_T$ [10] величина $\text{Nu} \approx 30$. При $\Delta t = 10^{-4} \text{ с}$ (характерное время полупериода пульсаций в потоке [9]) толщина термопары

не должна превышать 5,5 мкм. В переходном режиме, длительность которого составляет около 30 мс, $\Delta t \approx 1$ мс, поэтому толщина термопары не должна превышать 17,5 мкм. Длина термопары от места контакта проводников хромель-алюмель должна быть не меньше характерной толщины прогрева металла: $x = (a_T t)^{0,5}$, где $a_T \approx 10^{-6}$ м²/с — температуропроводность термопары. Для $\Delta t = 10^{-4}$ с и $\Delta t = 10^{-3}$ с имеем $x \approx 10$ мкм и $x \approx 30$ мкм соответственно. Ширина термопары значения не имеет (если пренебречь градиентом температуры по ширине) и может устанавливаться из соображений удобства изготовления или обеспечения необходимой жесткости.

Используемая в данной работе термопара представляла собой тонкую пластинку толщиной $\delta = 5$ мкм или $\delta = 20$ мкм, шириной около 0,5 мм и длиной около 1 мм. Концы пластинки плавно переходили в проволоку диаметром 0,3 мм и на клею вставлялись в трубочку диаметром 2 мм. Для сварки хромель-алюмелевых проволочек разрабатывалась специальная технология, а заданная толщина рабочей части достигалась расклепыванием проволок в области сварки в сложном устройстве. Тарировка термопары в кипящей воде показала ее соответствие стандартной характеристике: 4,1 мВ на 100 °С [11]. Термопара 13 устанавливалась в гнезда 14, используемые для датчиков давления (см. рис. 1), и могла измерять температуру по высоте камеры от стенки до стенки.

С помощью пластинки термопары, ориентированной параллельно потоку, измерялась температура торможения $T_0 = T + \sigma u^2 / (2c_p) = T + \sigma(\gamma - 1) / (2M)$, где σ — коэффициент восстановления температуры торможения [12, 13]; c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; γ — показатель изэнтропы. Для имеющихся параметров потока $\sigma \approx \text{Pr}^{0,5} = 0,85$. В экспериментах получалось заниженное значение T_0 , причем погрешность не превышала 2,5 %.

4. Результаты измерений и их обсуждение. Мгновенные линии тока, построенные по углам отклонения потока β_u , представлены на рис. 3. Линия тока 1 соответствует торцевому пограничному слою, линии 2–4 — ядру потока в момент времени $t = 10$ мс. Линия тока 2 построена по средним значениям угла β_u и представляет собой две совмещенные спирали Архимеда в областях течения при $r < (2/3)R$ и $r > (2/3)R$ (R — радиус камеры). Линии 3 и 4 — крайние положения линий тока, соответствующие меняющимся режимам течения в переходном режиме.

Изменение углов β_u по времени, радиусу и высоте камеры исследовалось путем впрыска частиц алюминия через вдвигаемые в поток трубочки. Оказалось, что β_u сильно меняются на расстоянии 1–1,5 мм от стенки. Резкое изменение углов β_u вблизи стенки подтверждают данные работы [14] о наличии двух областей течения — в ядре потока и торцевом пограничном слое. Детальное исследование течения в торцевом пограничном слое проведено в работе [15].

Углы β_u в переходном режиме изменяются как в ядре потока, так и в торцевом пограничном слое. В ядре потока в области $r < (2/3)R$ на интервале времени $t < 20$ мс, соответствующем максимальной неустойчивости течения, значения β_u изменяются незначительно в пределах $(85 \pm 5)^\circ$. В области $r > (2/3)R$ значения β_u изменяются в пределах $(80 \pm 10)^\circ$, причем переход от $\beta_u = 90^\circ$ к $\beta_u = 70^\circ$ происходит за десятые доли миллисекунды. Эта оценка следует из анализа разброса значений β_u за время истечения частиц, которое иногда достигает 0,5 мс, а также по излому траекторий пучка частиц за время течения в камере. Течение с $\beta_u > 80^\circ$ наиболее продолжительно. После $t = 20$ мс течение стабилизируется, и вплоть до $t = 300$ мс величина β_u составляет $(82 \pm 3)^\circ$ в области $r > (2/3)R$ и $(80 \pm 3)^\circ$ в области $r < (2/3)R$.

Изменение β_u по времени в торцевом пограничном слое для трех точек $r = 40; 60; 80$ мм показано на рис. 4. Штриховыми линиями проведены границы изменения β_u в ядре потока. Истечение происходило из ресивера объемом $V_p = 3,6$ л, поэтому не было полной

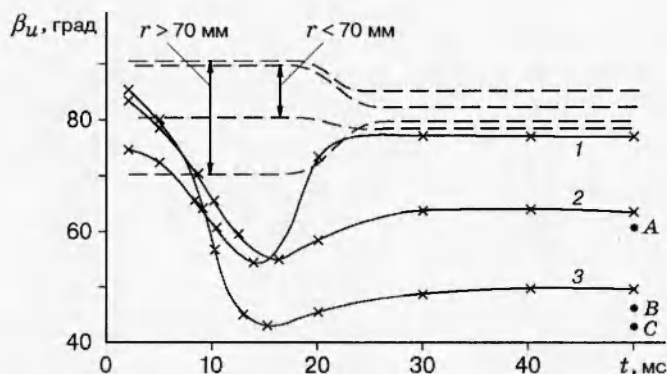


Рис. 4. Изменение β_u по времени в торцевом пограничном слое (сплошные линии) и диапазон изменения β_u в ядре потока (штриховые линии) ($V_p = 3,6$ л): 1 — $r = 80$ мм, 2 — $r = 60$ мм, 3 — $r = 40$ мм; точки — стационарный режим ($V_p = 80$ л): A — $r = 80$ мм, B — $r = 60$ мм, C — $r = 40$ мм (крестики — экспериментальные значения)

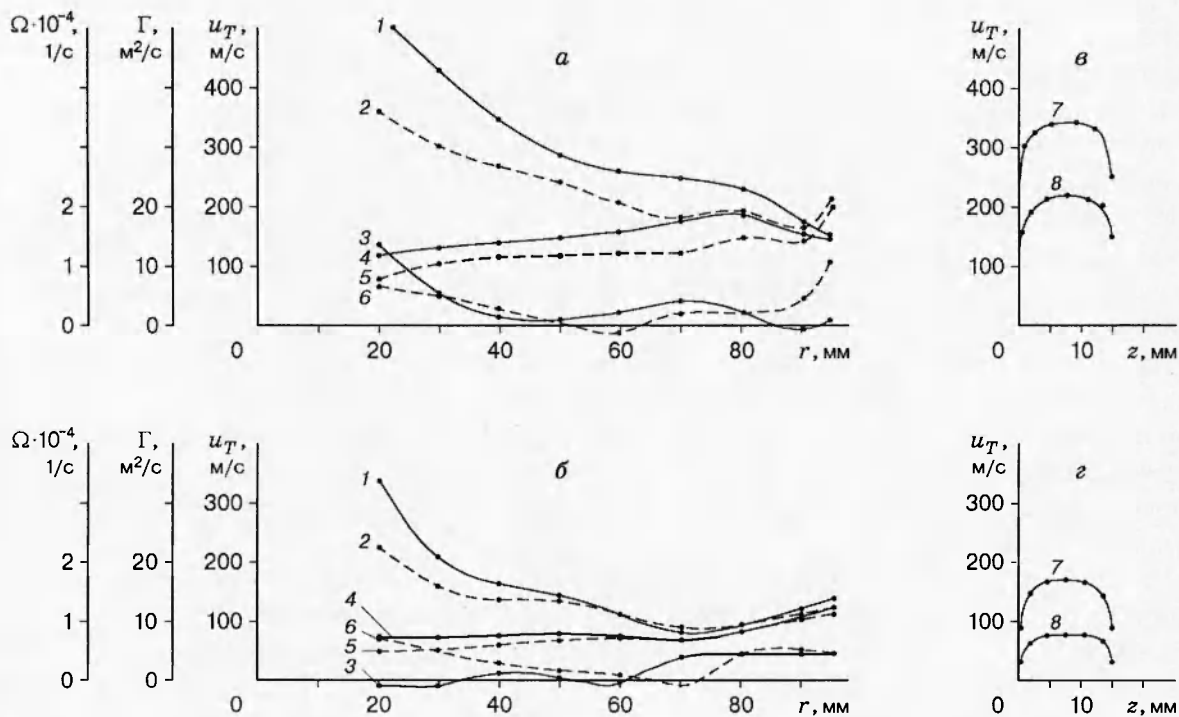


Рис. 5. Завихренности, циркуляции, скорости потока по радиусу камеры и скорости потока по оси камеры в переходном (а, в) и стационарном (б, г) режимах: а — $t = 9,5$ мс, $z = 7,5$ мм, $V_p = 3,6$ л; б — $t = 100$ мс, $z = 7,5$ мм, $V_p = 80$ л; в — $t = 9,5$ мс, $V_p = 3,6$ л; г — $t = 100$ мс, $V_p = 80$ л; сплошные линии — второй метод, штриховые — первый метод; 1 — u_T^x ; 2 — u_T^{TP} ; 3 — Ω^x ; 4 — Γ^x ; 5 — Γ^{TP} ; 6 — Ω^{TP} ; 7 — $r = 80$ мм; 8 — $r = 40$ мм (точки — экспериментальные значения)

стабилизации течения из-за непрерывного изменения (уменьшения) параметров подачи P_0 , T_0 , ρ_0 . Видно, что значительное изменение β_u происходит за время $t < 20$ мс. При этом различие в величине β_u для ядра потока и торцевого пограничного слоя максимально, за исключением моментов перестройки течения, когда углы в обоих течениях сближаются. После $t = 20$ мс углы стабилизируются, причем ближе к периферии различие в углах для ядра потока и торцевого пограничного слоя уменьшается. Вблизи периферии они практически сливаются, а у выхода из камеры два поля течения устойчиво сохраняются. На рис. 4 указаны также значения β_u в торцевом пограничном слое для стационарного режима течения ($V_p = 80$ л) на радиусах $r = 80$; 60 ; 40 мм (точки A , B , C соответственно). Видно, что различие в углах β_u для торцевого пограничного слоя и ядра потока сохраняется во всем течении. Углы β_u в торцевом пограничном слое измерялись только у стенки, противоположной выходному отверстию. У другой стенки их значения могут быть иными.

Значения скоростей потока в переходном ($t = 9,5$ мс) и стационарном ($t = 100$ мс) режимах вдоль радиуса r и оси камеры z представлены на рис. 5. Изменение скоростей потока во времени для торцевого пограничного слоя ($z = 0,5$ мм) на радиусах $r = 80$ мм и $r = 40$ мм представлено на рис. 6. Приведенные значения скоростей соответствуют рассчитанным по двум методам: первому (трековому) и второму, основанному на измерениях параметров течения. Второй метод считался более достоверным, так как основывался на точном положении датчиков в поле скоростей. Трековый метод не позволяет фиксировать положение светящейся частицы алюминия по оси камеры, за исключением момента выброса ее в поток, поэтому значения скоростей, измеренных этим методом, сравнивались со значениями, вычисленными по второму методу. Сравнение производилось по тангенциальным составляющим скоростей (u_T^T и u_T^{TP}), так как трековый метод позволяет точно фиксировать именно тангенциальную составляющую скорости u_T^{TP} .

На рис. 5 видно, что при $t = 9,5$ мс и $z = 7,5$ мм скорости близки только у периферии камеры. Для других моментов переходного процесса характер изменения скоростей вдоль радиуса примерно одинаков. В стационарном режиме область близких значений скоростей расширяется до $r = 60$ мм. С уменьшением радиуса происходит их расхождение, причем $u_T^T > u_T^{TP}$. Вдоль оси камеры z (направление z выбрано к выходному отверстию) $u_T^T \approx u_T^{TP}$ в торцевом пограничном слое. Сближение скоростей сохраняется и во времени в течение всего переходного процесса (см. рис. 6), а также с выходом на стационар ($V_p = 80$ л).

Приведенные результаты указывают на то, что наряду с сепарацией частиц алюминия по радиусу камеры происходит их концентрация в торцевом пограничном слое. Внутри торцевого пограничного слоя тяжелые частицы проникают в область с наименьшей тан-

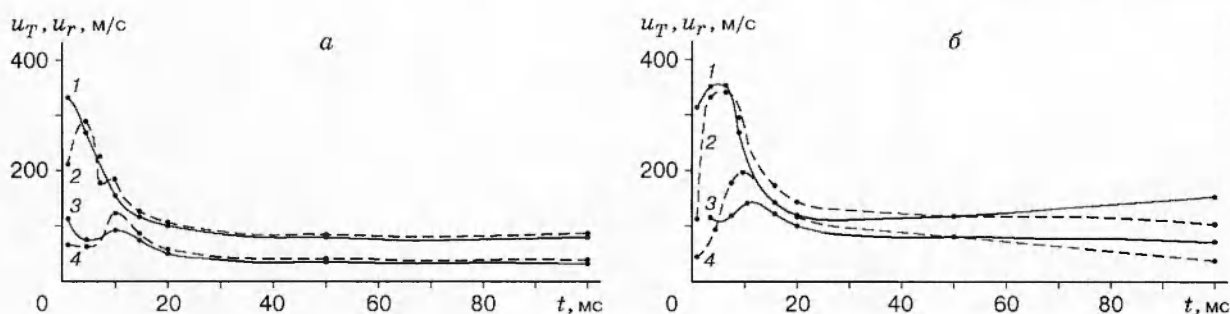


Рис. 6. Изменение скоростей потока во времени в торцевом пограничном слое ($z = 0,5$ мм, $V_p = 3,6$ л):

a — $r = 80$ мм, b — $r = 40$ мм; сплошные линии — второй метод, штриховые — первый метод; 1 — u_T^T ; 2 — u_T^{TP} ; 3 — u_r^{TP} ; 4 — u_r^T (точки — экспериментальные значения)

генциальной скоростью потока. На рис. 6 видно, что в области $r < (2/3)R$ ($r = 40$ мм) с течением времени ($t > 50$ мс) они концентрируются ближе 0,5 мм от стенки. В стационарном режиме в области $r > (2/3)R$ концентрации частиц в пограничном слое не происходит из-за развитой крупномасштабной турбулентности потока [9], поэтому трековым методом регистрируются скорости, характерные для обеих областей течения.

Причиной переноса частиц алюминия могут быть силы Магнуса, возникающие в вязком потоке при обтекании вращающихся частиц, что имеет место при развитой турбулентности. Вектор угловой скорости вращения может занимать любое положение, и после выброса в поток частицы будут двигаться хаотично. Попадая в торцевой пограничный слой, где турбулентность затухает и происходит диссипация энергии вращения частиц, в дальнейшем они его не покидают. Концентрация частиц в торцевом погранслое происходит в течение десятых долей миллисекунды после выброса в поток.

Радиальные скорости воздуха в ядре потока невелики и составляют около 15 % от u_T . Их значения растут с уменьшением радиуса камеры. Для торцевого пограничного слоя они сравнимы со значениями u_T и растут с уменьшением радиуса (см. рис. 6).

Течение в переходном режиме во всей камере вихревое, на что указывают значения циркуляции $\Gamma = u_T r$ и завихренности $\Omega = u_T/r + \partial u_T/\partial r$ (см. рис. 5). Особенно велика завихренность у периферии камеры и выходного отверстия. В стационарном режиме завихренность в ядре потока остается в области $r > (2/3)R$. Здесь реализуется течение, близкое к квазитвердому вращению. В области $r < (2/3)R$ имеет место $\Gamma \approx \text{const}$ и $\Omega \approx 0$, поэтому реализуется течение, близкое к течению в потенциальном вихре. Для торцевого пограничного слоя Ω сохраняется вдоль всего радиуса.

5. Выводы. 1. Разработаны методики определения скорости потока в вихревой плоскорадиальной камере в стационарном и переходном режимах: по трекам горящих частиц алюминия в воздухе и по результатам измерения температуры, полного и статического давлений.

2. Экспериментально подтверждено наличие двух областей течения: в ядре потока и торцевом пограничном слое. Измерены направления потоков в обеих областях в переходном и стационарном режимах.

3. В переходном режиме течение во всем объеме камеры вихревое. В стационарном режиме в ядре потока от периферии до $2/3$ радиуса камеры течение приближается к квазитвердому вращению, а в промежутке между указанной областью и выходным отверстием течение приближается к течению в потенциальном вихре.

4. Выявлен эффект концентрации частиц тяжелее воздуха (горящих частиц алюминия) в торцевом пограничном слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Выковский Ф. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф. Autoignition in rotational flow of combustible mixture // Proc. of the 16th Intern. colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems. Cracow (Poland): Univ. mining and metallurgy, 1997. P. 297, 298.
2. Быковский Ф. А., Митрофанов В. В., Ведерников Е. Ф. Самовоспламенение в потоках газовых смесей // Докл. РАН. 1998. Т. 358, № 4. С. 487–489.
3. Гольдштик М. А. К теории эффекта Ранка (закрученный поток газа в вихревой камере) // Изв. АН СССР. Отд.-ние техн. наук. 1963. № 1. С. 132–137.
4. Лебедев А. В., Правдина М. Х. Плоская модель течения в вихревой камере. 2. Турбулентная вязкость в периферийной области // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 4. С. 317–320.

5. Волчков Э. П., Кардаш А. П., Терехов В. И. Гидродинамика вихревой камеры с гиперболическими торцевыми крышками // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1981. № 13, вып. 3. С. 33–41.
6. Лебедев А. В., Правдина М. Х. Экспериментальное исследование давления в приосевой области вихревой камеры // Теплофизика и аэромеханика. 1995. Т. 2, № 1. С. 21–27.
7. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Коэффициенты расхода насадков и их комбинаций при прямом и обратном течении // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 4. С. 98–104.
8. Взрывающиеся проволоочки / Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
9. Быковский Ф. А., Ведерников Е. Ф. Течение в вихревой плоскорadiaльной камере. 2. Вихревая структура течения // ПМТФ (в печати).
10. Баррер М., Жомотт А., Вебек Б. Ф., Ванденкеркхове Ж. Ракетные двигатели. М.: Оборонгиз, 1962.
11. Туричин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. М.: Госэнергоиздат, 1959.
12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
13. Борисенко А. И. Газовая динамика двигателей. М.: Оборонгиз, 1962.
14. Гольдштик М. А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
15. Волчков Э. П., Семенов С. С., Терехов В. И. О торцевом пограничном слое в вихревой камере // Структура вынужденных и термогравитационных течений: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1983. С. 51–87.

*Поступила в редакцию 10/III 1998 г.,
в окончательном варианте — 3/XII 1998 г.*
