

УДК 532.527

НЕСЖИМАЕМОЕ ТЕЧЕНИЕ В КОРОТКОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ С ГИПЕРБОЛИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ

В.В. СОРОКИН

*Объединенный институт энергетических и ядерных исследований
Национальной академии наук Беларуси, Минск*

Предложен метод расчета течения несжимаемой жидкости в короткой вихревой камере с гиперболическими торцевыми стенками. Результаты расчета удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. Сравниваются свойства течений в камерах с гиперболическими и плоскими стенками. Установлено, что в камере с гиперболическими стенками влияние трения на течение выражено сильнее, чем в камере с плоскими стенками.

Рассматривается короткая вихревая камера (рис. 1), включающая боковую цилиндрическую образующую, ограниченную гиперболическими торцевыми стенками. Гиперболические стенки выполнены так, что площадь проходного сечения камеры в радиальном направлении постоянна. На боковой образующей размещен направляющий аппарат (лопатки, щели, отверстия и т. д.) для ввода жидкости и сообщения ей окружной составляющей движения. В центре одной или обеих торцевых крышек выполнены отверстия для выхода жидкости.

Короткая вихревая камера с гиперболическими стенками может быть основным элементом химических, массообменных и других высоконапряженных реакторов [1 – 3]. Считается, что процессы в таких камерах протекают более устойчиво и равномерно по сравнению с аналогичными процессами в плоских камерах.

Течение в короткой вихревой камере с гиперболическими стенками изучалось в работах [2 – 5].

В [3] прием профилирования торцевой стенки рассматривался как один из способов снижения интенсивности вторичного радиального течения вдоль стенки. Расширение потока приводит к его замедлению и уменьшению радиального перепада давления, что, в свою очередь, ослабляет вторичное течение. В пределе нулевой циркуляции теоретически получен гиперболический профиль стенки. Профиль обеспечивал постоянство давления по радиусу и отсутствие вторичного течения. Ожидалось, что появление небольшой

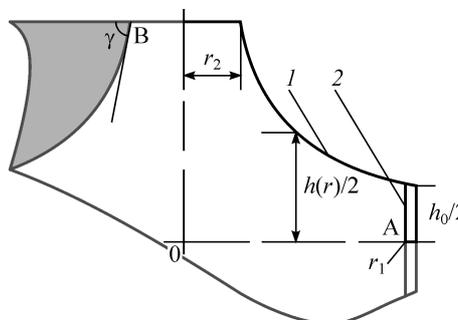


Рис. 1. Схема гиперболической вихревой камеры.

1 — гиперболическая торцевая стенка, 2 — боковая цилиндрическая образующая, А — вход жидкости, В — выход жидкости.

циркуляции в такой системе обеспечит, с одной стороны, безотрывность обтекания, с другой — не слишком увеличит радиальный перепад давления и эффект подавления вторичного течения останется заметным. Отмечен приближенный характер проведенного анализа.

В работах [2, 4, 5] проблема исследовалась экспериментально и теоретически. Было установлено различие течений в камерах с плоскими и гиперболическими торцевыми стенками, причем в последней перепад давлений по радиусу оказался таким же, как и в идеальном вихре.

Теоретический анализ течения [2] основан на использовании его одномерной модели с постоянной турбулентной вязкостью в вихревой камере. (Измерения и вычисления показали [6], что турбулентная вязкость потока меняется по радиусу короткой камеры). Были рассчитаны распределения циркуляции и давления по радиусу гиперболической камеры и обнаружено их удовлетворительное соответствие данным измерений. Поскольку циркуляция скорости оказалась постоянной по объему камеры (исключая узкую зону вблизи отверстия выхода), был сделан вывод о, практически, отсутствии потерь момента импульса и о меньшей, по сравнению с плоской камерой, роли торцевых пограничных слоев. Продолжая сравнение, авторы сделали замечание: “Поскольку условия на периферии этих камер одинаковы, в них должны были развиваться одинаковые пограничные слои. Вероятно, в гиперболической камере из-за криволинейности стенок происходил отрыв пограничных слоев”. Отмечена недостаточность уже проведенных и необходимость дальнейших исследований.

На основе имеющихся данных нельзя установить, в каких режимных и конструктивных пределах прием профилирования стенок камеры эффективен, в чем выражается эта эффективность, имеет ли место отрыв пограничного слоя. Для ответа на эти вопросы целесообразно построить модель течения жидкости в короткой вихревой камере с гиперболическими стенками.

Модифицируем и применим для решения поставленной задачи модель [7].

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ

По данным визуализации в короткой вихревой камере радиальный поток жидкости сосредоточен в пограничных слоях вдоль торцевых стенок, а основной объем камеры занят вихрем, уровень радиальных скоростей в котором мал [8].

Жидкость вытекает из камеры через отверстия выхода в форме узкой кольцевой струи.

Осесимметричный установившийся турбулентный поток жидкости разделим по радиусу камеры на три области. Область развивающегося течения простирается от направляющего аппарата $r = r_1$ (см. рис. 1) до некоторого радиуса $r = r^*$ подлежащего расчету. В этой области за счет перетечек в осевом направлении радиальный поток локализуется в торцевом пограничном слое таким образом, что начиная с r^* радиальная составляющая скорости вне пограничного слоя отсутствует. Область развитого течения расположена от $r = r^*$ до радиуса отверстия выхода r_2 . Здесь пограничный слой и вихрь взаимодействуют без массообмена. Развивающееся и развитое течения считаем симметричными относительно средней плоскости камеры. Область стока занимает пространство от $r = r_2$ до $r = r_B < r_2$, величина r_B определяется расчетом. Здесь радиальная составляющая скорости жидкости отсутствует, а осевая и окружная — значительны.

Пусть y — осевая координата, причем на торцевой стенке $y = 0$; u, v, w — радиальная, окружная и осевая скорости жидкости; p — давление, ρ — плотность газа, τ — касательное напряжение; h — высота камеры, h_0 — высота камеры возле направляющего аппарата (см. рис. 1).

Предположим, что течение безотрывно. Модифицируем уравнения пограничного слоя [8], используемые в [7], с целью учета кривизны осесимметричных стенок по аналогии с методом, описанным в [9]. В уравнении неразрывности появится величина $q(r) = h/h_0$, характеризующая кривизну стенок (комплекс $rq(r)$ задает изменение проходного сечения камеры в радиальном направлении), продольные координаты пограничного слоя будут отсчитываться вдоль криволинейной стенки. Считаем: профиль скоростей в пограничном слое не зависит от формы стенок, толщина пограничного слоя пренебрежимо мала по сравнению с высотой камеры и радиусом кривизны стенки, перепад давления по высоте камеры отсутствует. Получим систему уравнений: уравнение неразрывности

$$\partial(qru)/\partial r + \partial(qrw)/\partial y = 0 \quad (1)$$

и уравнения импульса пограничного слоя

$$u\partial u/\partial r - v^2/r + w\partial u/\partial y = -1/\rho dp/dr + 1/\rho \partial \tau_r/\partial y, \quad (2)$$

$$u\partial v/\partial r + uv/r + w\partial v/\partial y = 1/\rho \partial \tau_r/\partial y \quad (3)$$

с граничными условиями

$$y = 0, u = 0, v = 0, w = 0,$$

$$y = h/2, w = 0, \partial u/\partial y = 0, \partial v/\partial y = 0, \quad (4)$$

$$r = r_1, u = -u_0, v = v_0, w = 0, p = p_0,$$

которые достаточны для описания движения газа при известном τ в областях развивающегося и развитого течений.

Задачу (1) – (4) решим интегральным методом теории пограничного слоя. Пусть толщина пограничного слоя $\delta = \delta(r)$. Примем профили скоростей [8]:

$$0 < y \leq \delta; u = -u_0(U(r)f(\eta) + U_s(r)g(\eta)); v = v_\delta(r)f(\eta),$$

$$\delta < y \leq h/2; u_\delta = -u_0U(r), v = v_\delta(r),$$

$$\eta = y/\delta \quad (5)$$

и введем числа

$$\alpha_1 = \int_0^1 d\eta f^2; \alpha_2 = \int_0^1 d\eta fg; \alpha_3 = \int_0^1 d\eta g^2; \alpha_4 = \int_0^1 d\eta g; \alpha_5 = \int_0^1 d\eta f. \quad (6)$$

Функции f, g задают на основании экспериментальных данных, величины u_δ, u_s, v_δ определяют из решения системы уравнений; $u_s = -u_0U_s(r)$ представляет вторичное радиальное течение внутри пограничного слоя, возникающее за счет не скомпенсированного вращением перепада давления.

Уравнения (2), (3) после замены переменной $r \rightarrow x = (1 - r/r_1)$ и с учетом обозначений $\delta = 2\delta/h_0, \lambda = v_0/u_0, \Gamma = v_\delta r/v_0r_1, P = p/\rho u_0^2$ дают соответственно выражения

$$\begin{aligned} & -\delta'(\alpha_1 U^2 + 2\alpha_2 U U_s + \alpha_3 U_s^2 - \alpha_5 U^2 - \alpha_4 U U_s) - U'(2\alpha_1 U \delta + 2\alpha_2 U_s \delta - \\ & - \alpha_5 U \delta) - U_s'(2\alpha_2 U \delta + 2\alpha_3 U_s \delta - \alpha_4 U \delta) = \alpha_1 \delta \lambda^2 \Gamma^2 / (1-x)^3 + \delta P' - \\ & - (2r_1/h_0)\tau_r / \rho u_0^2 - ((1-x)q)' / (1-x)q (-\delta(\alpha_1 U^2 + \\ & + 2\alpha_2 U U_s + \alpha_3 U_s^2) + \delta(\alpha_5 U^2 + \alpha_4 U U_s)), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\delta'(\alpha_1 U + \alpha_2 U_s - \alpha_5 U - \alpha_4 U_s) + U'(\alpha_1 \delta - \alpha_5 \delta) + U_s'(\alpha_2 \delta - \alpha_4 \delta) = -\delta(\alpha_1 U + \alpha_2 U_s) \Gamma' / \Gamma - (2r_1/h_0)(1-x)(\tau_t / \rho u_0^2) / (\lambda \Gamma) - [(1-x)q]' / (1-x)q \delta(\alpha_1 U + \alpha_2 U_s - \alpha_5 U - \alpha_4 U_s). \quad (8)$$

Для случая гиперболической стенки $q = 1/(1-x)$. Производные в уравнениях (7), (8) берутся по переменной (координате) $s(ds = (1 + (dq/dx)^2)^{1/2} dx = Sdx)$, связанной с криволинейной стенкой [9]. Удобно перейти от s к переменной x : $d/ds = (1/S)(d/dx)$. Граница области развитого течения $x^* = 1 - r^*/r_1$ определяется из условия $U(x^*) = 0$.

Выберем для описания течения в камере, как и в [7, 8], закон сопротивления Блазиуса, профиль скорости “1/7” и начальные значения

$$\tau/\rho V^2 = 0,0225(v/\delta V)^{1/4}, \quad V^2 = v^2 + u^2, \quad \tau_r = \tau(u/V), \quad \tau_t = \tau(v/V),$$

$$f = (\eta)^{1/7}, \quad g = 1,69(1-\eta)^2 (\eta)^{1/7},$$

$$\alpha_1 = 0,778; \quad \alpha_2 = 0,350; \quad \alpha_3 = 0,313; \quad \alpha_4 = 0,439; \quad \alpha_5 = 0,875,$$

$$\text{при } x = 0,0005; \quad \delta = (18,1(2r_1/h_0)C_f x^{1/2}/\lambda^{1/4}), \quad C_f = 0,0225(2v/h_0 u_0)^{1/4},$$

$$U_s = 0,686\lambda x^{1/2}; \quad U = (1 + 0,439\delta U_s)/(1 - 0,115\delta).$$

Решив систему уравнений (1), (4)–(8), вычислим постоянную Бернулли H и размерную циркуляцию Γ^* при $r = r_2$:

$$H = (p/\rho + \alpha_1 v_\delta^2/2)_{r=r_2}, \quad (9)$$

$$\Gamma^* = (\alpha_5 v_\delta r)_{r=r_2}. \quad (10)$$

Подстановка величин H и Γ^* в условие максимума расхода позволяет вычислить объемный расход жидкости Q через камеру по формулам [7]:

$$N = 1/\xi^2 + \Lambda^2/(1-\xi^2)^2, \quad (11)$$

$$\Lambda^2 = (1-\xi^2)^3/2\xi^4, \quad (12)$$

где $N = 2r_2^2 H/(\Gamma^*)^2$, $\Lambda = Q/(\pi r_2 \Gamma^*)$, $\xi = r_b/r_2$ — безразмерные параметры.

Алгоритм расчета расхода жидкости через камеру для данного перепада давления включает [7]: задание приближенной величины расхода Q_1 , расчет по формулам (1), (4)–(8) пограничного слоя в камере, вычисление параметров N и Λ , нахождение по зависимостям (11), (12) расхода Q_2 . Если величины Q_1 и Q_2 отличаются, то Q_1 корректируется, и расчет повторяется сначала. Как только достигается совпадение этих величин с заданной точностью, расчет завершен. Далее можно вычислять интересующие параметры течения в любой точке камеры. Если выхода два (в обеих торцевых крышках), расчет ведется для расхода $Q/2$.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ

Для экспериментальной проверки предлагаемого метода была использована стальная вихревая камера с двумя симметричными торцевыми крышками из оргстекла. Толщина крышек составляла не менее 0,02 м (за исключением узкой зоны вблизи отверстия выхода). Внешняя поверхность торцевой крышки представляла собой плоскость, перпендикулярную оси камеры, она сопрягалась с внутренней гиперболической поверхностью крышки возле отверстия выхода под углом γ (см. рис. 1), кромка сопряжения была острая. Один из выходов камеры мог герметично закрываться плоским элементом для исследования случая камеры с одним выходом.

Рис. 2. Распределения статического давления и циркуляции скорости по радиусу вихревой камеры.

Расчет распределения давления в камерах: $r_1 = 40$ мм (стенки: гиперболическая — 1, плоская — 2); $r_1 = 170$ мм (гиперболическая, распределения: давления — 3, циркуляция — 4); значки на кривых — эксперимент, значки на кривых 3, 4 — данные [2, 4, 5].

Камера с одним или двумя выходами имела размеры $r_1 = 0,04$ м, $r_2 = 0,01$ м, $h_0 = 0,016$ м, с одним тангенциальным прямоугольным входом размером $0,002 \times 0,016$ м. Значения геометрического λ_T ($\lambda_T = 2\pi r_1 / \delta_{nz}$, где δ_{nz} — ширина входного щелевого сопла) и истинного λ параметров закрутки потока в таком устройстве совпадают [7].

Камера устанавливалась над емкостью для сбора воды так, что ее ось была ориентирована горизонтально. Камера накрывалась экраном. Устройство экрана обеспечивало сбор всей жидкости в бак и отсутствие эффекта самовакуумирования. Использовалась вода температурой 12°C . Расход воды определялся по скорости заполнения контрольной емкости. Время наполнения объема $(20 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ измеряли с точностью до 1 с (минимальное время заполнения составляло не менее 60 с). Температуру воды в емкости измеряли термометром с зондом погружного типа с точностью до 1°C . Давление определяли пружинным манометром 0,6 класса точности с пределами измерений $0 - 0,25$ МПа. Диаметр отверстия отбора давления составлял 0,5 мм. Каналы отверстий отборов располагались нормально к криволинейной поверхности торцевой крышки.

Сравнение экспериментальных и расчетных данных по распределению статического давления по радиусу камеры показало их удовлетворительное совпадение (рис. 2). Зависимость расхода воды Q от давления на входе в камеру $P_1 = P(r_1)$ приведена на рис. 3. Наблюдается удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных данных по расходу жидкости через камеру.

Сравним результаты расчетов по предложенной методике с данными других авторов.

В работах [2, 4, 5] исследовано течение воздуха (температура $\sim 20^\circ\text{C}$) в камере с одним выходом, $r_1 = 0,17$ м (авторы приводят наружный размер завихрителя $0,18$ м, требуемый для расчетов внутренний размер $r_1 = 0,17$ м получен путем обработки рисунков), $r_2 = 0,04$ м, $h_0 = 0,06$ м. Направляющий аппарат состоит из 36 одинаковых щелей, равномерно размещенных по окружности. Щели выполнены на всю высоту камеры тангенциально, ширина щели 3,1 мм. Измерены радиальные

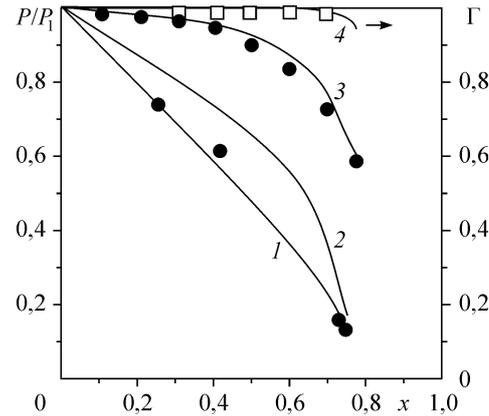
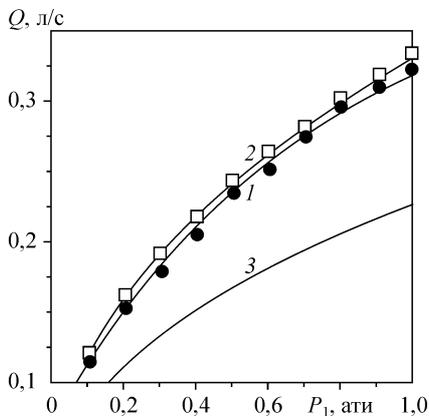


Рис. 3. Зависимость расхода воды от давления на входе в камеру ($r_1 = 40$ мм).

Расчет: гиперболические камеры: с одним выходом (1), с двумя выходами (2); плоская камера с одним выходом (3), точки — эксперимент.

Таблица

Сравнение расчетных и экспериментальных [2, 4, 5] данных

Q , м ³ /с	$P(r_1)$, Па	u_0 , м/с	$(v_0)_{\text{расч}}$, м/с	$(v_0)_{\text{эксп}}$, м/с	$(v_0)_{\text{расч}}/(v_0)_{\text{эксп}}$
0,075	2340	1,15	10,7	10,1	1,06
0,125	4400	1,92	13,2	14,6	0,90
0,167	8090	2,56	17,7	18,4	0,96

распределения статического давления, циркуляции; определено давление на входе в камеру для трех массовых расходов 0,09, 0,15 и 0,2 кг/с.

Отсутствующие числовые данные о величинах P_1 и v_0 получим путем обработки графиков $P(r)$. Для всех r , при которых $\Gamma = 1$, справедливо выражение $P(r_1) - P(r) = (\rho v_0^2 / 2)((r_1/r)^2 - 1)$, откуда можно вычислить $v_0 = v(r_1)$.

При расчете задавали Q , $P(r_1)$ и вычисляли $(v_0)_{\text{расч}}$. Сравнение расчетных и экспериментальных величин v_0 проведено в таблице. Учитывая невысокую точность определения исходных данных по графикам, их совпадение следует признать удовлетворительным.

Распределение расчетных безразмерных давления и циркуляции по радиусу камеры для случая $Q = 0,125$ м³/с приведено на рис. 2. Эти расчеты также удовлетворительно соответствуют измерениям [5].

Приведенное сравнение показывает, что на основе предложенного метода расчета можно адекватно моделировать течение в короткой вихревой камере с гиперболическими стенками.

СРАВНЕНИЕ ТЕЧЕНИЙ В КАМЕРАХ С ПЛОСКИМИ И ГИПЕРБОЛИЧЕСКИМИ СТЕНКАМИ

Сравним свойства течений в камерах с плоскими и гиперболическими стенками при прочих равных параметрах конструкции. Рассмотрим камеру с $r_1 = 0,04$ м, $r_2 = 0,01$ м, $h_0 = 0,016$ м с одним тангенциальным прямоугольным входом размером $0,002 \times 0,016$ м и одним выходом, работающую на воде (12 °С) при $\lambda = 126$.

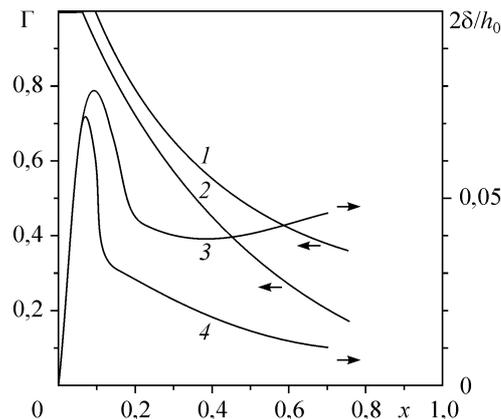
Расходные характеристики камер даны на рис. 3. Расход жидкости через гиперболическую камеру при равном давлении на входе оказывается большим, чем через плоскую. Для обоих устройств расходная характеристика почти линейная.

Распределение по радиусу камеры расчетных данных безразмерного давления приведено на рис. 2, циркуляции и толщины пограничного слоя — на рис. 4. Данные получены при $P_1 = 0,09$ МПа, для гиперболической камеры расход в этом режиме составляет $Q = 0,306 \cdot 10^{-3}$ м³/с, безразмерный радиус вихря $\xi = 0,840$, для плоской — $Q = 0,219 \cdot 10^{-3}$ м³/с и $\xi = 0,893$.

В обеих камерах (см. рис. 4) весь радиальный расход на небольшом удалении от завихрителя сосредоточивается в зоне у торцевых стенок: в гиперболической камере при $x^* = 0,073$, в плоской — при $x^* = 0,1$. Начиная с этого уровня величина циркуляции уменьшается с ростом x . В гиперболической камере пограничный слой тоньше, потери циркуляции значительнее, трение о стенку интенсивнее. Как следствие, уровень радиальных скоростей внутри пограничного слоя на гиперболической стенке оказывается существенно выше, чем на плоской, поскольку большее количество жидкости протекает через меньшее сечение, пропорциональное толщине пограничного слоя.

Существенным фактором, приводящим к утолщению пограничного слоя в плоской камере, является уменьшение площади проходного сечения устройства в радиальном направлении. Рост толщины пограничного слоя в соответствии с законом

Рис. 4. Расчетные распределения циркуляции скорости (плоская 1, гиперболическая 2) и толщины пограничного слоя (плоская 3, гиперболическая 4) по радиусу вихревой камеры ($r_1 = 40$ мм, с одним выходом).



Блазиуса приводит к снижению трения. В гиперболической камере данный фактор нейтрализован, поэтому трение оказывается большим. Сложный характер изменения толщины пограничного слоя по радиусу камер (см. рис. 4) также иллюстрирует роль этого фактора. В гиперболической камере толщина пограничного слоя, достигнув максимума, монотонно уменьшается в направлении оси под действием ускоряющего перепада давлений. В плоской камере возникает конкуренция влияний факторов перепада давлений и уменьшения площади проходного сечения, в результате чего толщина пограничного слоя в направлении к оси сначала уменьшается, затем становится постоянной и, наконец, растет.

Снижение безразмерного статического давления вдоль радиуса в направлении оси устройства (см. рис. 2) происходит равномернее в случае гиперболической камеры, что связано с меньшим уровнем окружных скоростей в приосевой зоне из-за больших потерь циркуляции.

Вернемся к вопросам, поставленным в работах [2 – 5]. Прием профилирования торцевой стенки по расширяющейся гиперболе не приводит к исчезновению радиального течения вдоль стенки. Размер области, в которой скорости радиального течения в гиперболической камере по сравнению с плоской велики, уменьшается, а интенсивность течения возрастает, по крайней мере в наиболее перспективном для технических приложений промежутке $\lambda > 1$.

Существует диапазон конструктивных и режимных параметров камер с гиперболическими стенками, в котором распределения давления и циркуляции по радиусу такие же, как и в идеальном вихре. Пограничный слой в этих условиях также присутствует, хотя и не вся проходящая через камеру жидкость локализована в пределах этого слоя.

В расчетах течение предполагалось безотрывным. Учитывая высокую чувствительность расчетной методики к закономерностям трения на стенке, удовлетворительное соответствие данных вычислений и экспериментов следует рассматривать как существенный аргумент, свидетельствующий об отсутствии отрыва пограничного слоя от гиперболической стенки камеры.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

r — текущий радиус, м,
 r_1 — радиус камеры, м (расстояние от оси до внутренней поверхности направляющего аппарата),
 r_2 — радиус выходного отверстия, м,
 r^* — радиус, начиная с которого весь радиальный расход проходит через торцевые пограничные слои, м,
 r_b — радиус вихря,
 h — высота камеры, м,
 h_0 — высота камеры при $r = r_1$, м,
 Q — объемный расход жидкости через камеру, м³/с,
 u_0 — радиальная скорость, м/с ($u_0 = Q / 2\pi r_1 h_0$),

v_0 — тангенциальная скорость на входе в камеру, м/с,
 v_δ — тангенциальная скорость при текущем радиусе вне пограничного слоя, м/с,
 $\Gamma = (rv_\delta / r_1 v_0)$ — безразмерная циркуляция,
 $\lambda = v_0 / u_0$; p — статическое давление при текущем радиусе, измеренное относительно давления на выходе из камеры, Па,
 $p_0 = p(r_1)$,
 ν — коэффициент кинематической вязкости жидкости, м²/с,
 ρ — плотность, кг/м³,
 q — функция, задающая профиль торцевой стенки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Жирнов А.А., Горелов Г.И.** Применение профилированных вихревых камер для построения термохимических реакторов // Вихревой эффект и его промышленное применение. — Куйбышев: Изд. Куйб. авиац. ин-та, 1981. — С. 367–370.
2. **Кутателадзе С.С., Волчков Э.П., Терехов В.И.** Аэродинамика и теплообмен в ограниченных вихревых потоках. — Новосибирск: Изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1987. — 282 с.
3. **Гольдштик М.А.** Вихревые процессы и явления. — Новосибирск, 1989. — 69 с. — (Препр. ИТФ СО АН СССР 210-89).
4. **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.
5. **Волчков Э.П., Кардаш А.П., Терехов В.И.** Гидродинамика вихревой гиперболической камеры при наличии твердой фазы // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1984. — Вып. 2, № 10. — С. 90–98.
6. **Куок, Нго Дин Тьен, Су Лин.** Исследование гидродинамики ограниченного вихря // Тр. амер. о-ва инж.-мех. Сер. Д. Теор. осн. инж. расчетов. — 1972. — № 3. — С. 181–188.
7. **Сорокин В.В.** Гидравлическое сопротивление короткой вихревой камеры // Теплофизика и аэромеханика. — 2004. — Т. 11, № 4. — С. 565–570.
8. **Уормли, Д.Н.** Аналитическая модель несжимаемого потока в коротких вихревых камерах // Тр. амер. о-ва инж.-мех. Сер. Д. Теор. осн. инж. расчетов. — 1969. — № 2. — С. 145–159.
9. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. — 5-е изд. — М.: Наука, 1978. — 736 с.

Статья поступила в редакцию 2 февраля 2005 г.