

УДК 532.5.01

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ВИНТОВОГО ВИХРЯ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

С. И. Шторк<sup>\*,\*\*</sup>, Е. С. Гешева<sup>\*</sup>, П. А. Куйбин<sup>\*,\*\*</sup>,  
В. Л. Окулов<sup>\*\*,\*\*\*</sup>, С. В. Алексеенко<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*\*</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*\*\*</sup> Датский технический университет, 2800 Люнгбю, Дания

E-mails: shtork@itp.nsc.ru, gesheva\_es@itp.nsc.ru, kuibin@itp.nsc.ru, vokulov@mail.ru,  
aleks@itp.nsc.ru

Экспериментально исследуется закрученное течение в гидродинамической камере тангенциального типа со стационарными вихревыми структурами. Основное внимание уделено определению геометрических и кинематических параметров, необходимых для корректного описания винтовых вихрей, их пространственной структуры и, в частности, для проверки возможности теоретического описания предельного случая, когда вихрь становится неподвижным, т. е. частота его вращения (частота прецессии) становится равной нулю. Показано, что теория винтовых вихрей позволяет достаточно точно предсказывать условия возникновения их стационарных (неподвижных) состояний.

Ключевые слова: вихревая динамика, винтовой вихрь, вихревая камера, параметрическое описание.

DOI: 10.15372/PMTF20200306

**Введение.** Закрученное движение среды лежит в основе работы многих энергетических установок, включая камеры сгорания пылеугольных котлов [1–3], газотурбинные камеры сгорания [4, 5], ветрогенераторы [6], гидротурбины [7–9], вихревые реакторы с центробежным псевдооживленным слоем [10], вихревые теплообменные аппараты [11] и др. Вихревые течения часто встречаются в природе, например в виде интенсивных атмосферных вихрей [12, 13], которые представляют большую опасность для человека. Интерес к изучению вихревых течений обусловлен не только различными приложениями, но и возникающими в этих течениях сложными физическими явлениями (ламинарно-турбулентный переход [14], неустойчивость и волны [15, 16], распад вихря и прецессия вихревого ядра [17, 18]).

---

Часть работы, включающая измерения полей скоростей и теоретический анализ, выполнена при государственной поддержке научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских вузах (соглашение № 075-15-2019-1923). Визуализация в эксперименте проведена в рамках Государственного задания Института теплофизики СО РАН.

© Шторк С. И., Гешева Е. С., Куйбин П. А., Окулов В. Л., Алексеенко С. В., 2020

Характерной формой вихревой нити является спиральная (винтовая) форма ее оси вращения [15, 19]. Самоиндуцированное перемещение оси вращения, происходящее за счет искривления нити, необходимо учитывать при описании движения винтовых вихрей [20, 21]. Общеизвестным подходом, сформулированным в начале XX в. Н. Е. Жуковским [22], является учет только бинормальной компоненты скорости при анализе самоиндуцированного движения винтовой нити. Несмотря на это, продолжают появляться ложные суждения, оспаривающие классические представления (см. дискуссию по данному вопросу в работе [23]). Для проверки этих гипотез был проведен физический эксперимент [23], в котором для экспериментального обоснования отличия бинормального движения винтового вихря от движения частиц вдоль его оси исследовался стационарный (неподвижный) винтовой вихрь, генерируемый в гидродинамической вихревой камере с тангенциальной закруткой потока [1, 2]. Выбор стационарного вихря в качестве объекта исследования имеет ряд преимуществ при проведении экспериментального исследования. В частности, с помощью визуализации можно выявить основные особенности течения, а также упростить определение количественных характеристик течения с использованием бесконтактных оптических систем измерения [24]. Сопоставление результатов визуальных наблюдений и измерений позволило экспериментально доказать существование различий перемещения винтового вихря (точнее, отсутствие перемещения) и интенсивного движения жидких частиц вдоль его оси. Это различие движений, как объяснено в работе [23], подтверждает справедливость классического подхода, используемого при описании самоиндуцированного движения винтового вихря [21, 22].

В данной работе продолжены исследования стационарных винтовых вихрей с целью определения полного набора геометрических и кинематических параметров стационарного винтового вихря, которые могут быть использованы, в частности, для расчета частоты его вращения (частоты прецессии) на основе классической теории движения винтового вихря [15, 19]. В данном случае результаты визуализации движения вихря свидетельствуют о том, что частота прецессии должна быть равна нулю, поскольку винтовая нить неподвижна в пространстве. Если расчетная частота также будет близкой к нулю, то это позволит использовать предлагаемую теоретическую модель для описания режимов течения со стационарными винтовыми вихрями.

Следует отметить, что подтверждение существования адекватной теоретической модели винтовых вихрей не только представляет интерес с точки зрения определения фундаментальных закономерностей динамики трехмерных концентрированных вихревых нитей, но и имеет большое значение для приложений. Аналитическая модель винтовых вихрей [25] может быть использована для быстрого расчета рабочих параметров вихревых аппаратов [26]. Вихревые структуры, которые в них реализуются, как правило, трудно-предсказуемы, так как обычно индуцируют сложное трехмерное нестационарное закрученное течение. В этом случае для предсказания существования стационарных режимов обычным перебором входных условий требуются значительные временные и вычислительные затраты [27] или дорогостоящая измерительная техника [28]. Проблема моделирования усложняется вследствие наличия таких факторов, как неизотермичность течения [29] или многофазные явления [30]. В данном случае представляется чрезвычайно важной возможность проведения практически мгновенного расчета с использованием аналитических формул [25] для основных параметров течения, например амплитудно-частотных характеристик или распределений мгновенного поля течения, и прогнозирования на их основе указанных режимов работы вихревого аппарата [26].

**Экспериментальная установка.** Исследования проводились с использованием стенда, который является замкнутым гидравлическим контуром, обеспечивающим расход рабочей жидкости (дистиллированной воды) до 8 л/с [2]. Рабочий участок в форме канала

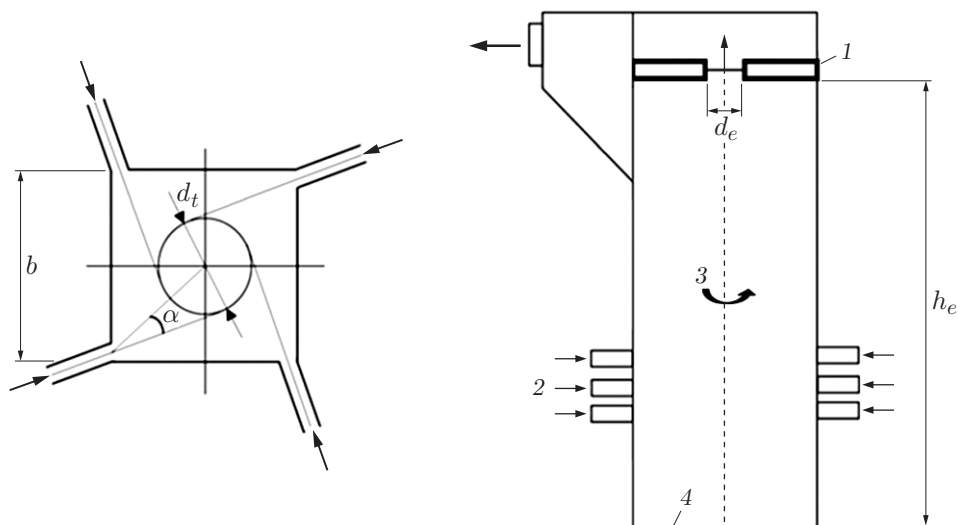


Рис. 1. Схема закрутки потока и основные параметры камеры:

1 — диафрагма с центральным отверстием, 2 — сопла, 3 — направление вращения жидкости, 4 — дно камеры; стрелки — направления вдуваемого и выдуваемого потоков

квадратного сечения с размерами  $188 \times 188 \times 625$  мм (рис. 1) ранее использовался в качестве модели тангенциальной топки [1]. Такая форма канала обусловлена тем, что в случае крупных тангенциальных топок плоские боковые стенки проще изготавливать, чем цилиндрические. Как показали исследования вихревого течения в замкнутом контейнере с полигональной геометрией, форма поперечного сечения оказывает влияние на режимы и структуру течения, в частности при относительно небольших числах Рейнольдса в диапазоне  $Re = 1500 \div 2500$  [31]. При этом отмечается, что структура течения в приосевой зоне остается осесимметричной даже в случае квадратной формы сечения канала. Этот вывод согласуется с результатами экспериментов, проведенных в тангенциальной камере для высокотурбулентных условий с числами Рейнольдса  $Re > 10\,000$  [19]. Сохранению такой структуры течения, в частности, способствует образование в углах камеры вторичных вихрей, сглаживающих линии тока в периферийных областях [31]. Кроме того, плоские боковые стенки квадратной камеры не создают оптических искажений, что позволяет использовать бесконтактные оптические методы исследования течения.

Тангенциально направленные прямоугольные сопла (всего 12 сопел) с размерами выходного сечения  $14 \times 23$  мм создают в рабочей камере вихревой поток с вертикальной осью вращения. Степень закрутки потока задается геометрическим параметром крутки  $S = bd_t/A_t$  ( $b = 188$  мм — ширина камеры;  $d_t$  — диаметр окружности, по касательной к которой направлены входные сопла;  $A_t$  — площадь входных сопел) [19]. Конструкция сопловых блоков позволяет менять угол поворота сопел  $\alpha$ , определяющий диаметр  $d_t$ , и варьировать, таким образом, параметр крутки потока в широком диапазоне  $S = 0 \div 8$ .

Как отмечено выше, режим течения в камере характеризуется также числом Рейнольдса  $Re$ , которое определяется по поперечному размеру вихревой камеры  $b$  и среднерасходной скорости в ней  $W$ :  $Re = bW/\nu$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость). Приведенные в данной работе результаты получены при больших числах Рейнольдса  $Re > 15\,000$ , что соответствует режиму автомодельного течения [2].

Для управления аэродинамической структурой вихревого потока используются сменные сужающие диафрагмы с центральным (см. рис. 1) либо смещенным (рис. 2) отверстием. За счет сужения потока на выходе происходит образование концентрированной вихревой нити, геометрия которой определяется формой дна камеры и геометрией диафрагмы.

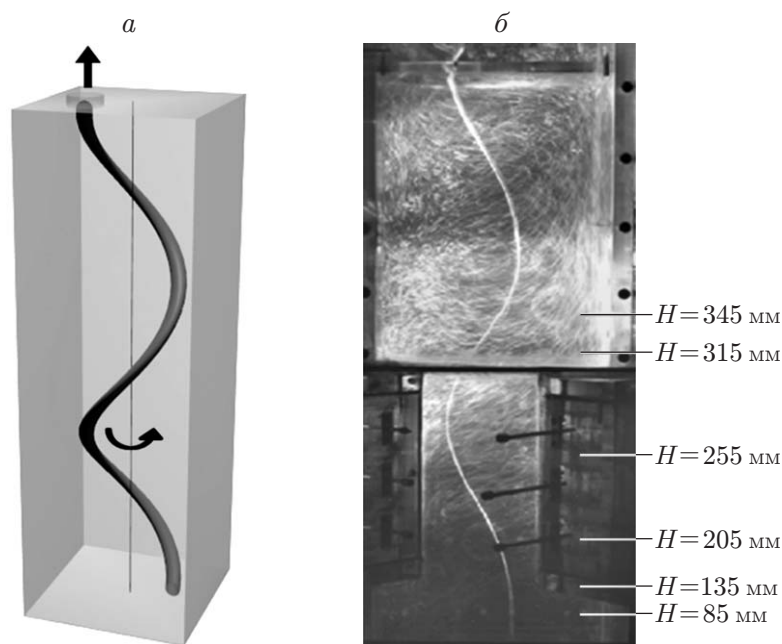


Рис. 2. Стационарный спиральный вихрь в камере с диафрагмой со смещенным выходным отверстием (параметр крутки  $S = 8,5$ , диаметр отверстия диафрагмы  $d_e = 60$  мм, высота установки диафрагмы  $h_e = 560$  мм):

$a$  — схема вихря,  $b$  — результаты визуализации; стрелка — направление закручивания потока,  $H$  — высота, на которой проводились измерения полей скорости в поперечных сечениях методом PIV

Например, в случае центрального отверстия в диафрагме образуется прямолинейная вихревая нить [24], а в случае смещенного отверстия вихревая нить принимает спиральную форму [19]. Особенности данных структур являются их стационарность и устойчивость, что существенно упрощает их исследование.

Визуализация течения осуществлялась мелкими пузырьками воздуха, которые подавались в контур перед рабочим участком. За счет наличия границы межфазного раздела пузырьки воздуха хорошо отражают свет и поэтому создают яркий, четко видимый трек. Кроме того, в закрученных течениях пузырьки воздуха сепарируются вблизи оси вращения и визуализируют ее за счет образования воздушной полости, которая формируется даже в нестационарном течении [32, 33]. Следует отметить, что в данной работе пузырьки воздуха не добавлялись в поток при проведении измерительных экспериментов, а двухфазная смесь создавалась исключительно для визуализации картины течения. Вследствие стационарности формирующихся вихревых структур для регистрации картины течения не требуется использовать дорогостоящие скоростные камеры. Поэтому приведенные ниже результаты визуализации получены с использованием зеркального фотоаппарата с разрешением 18 Мпиксель и функцией съемки видео со скоростью до 60 кадр/с. Подсветка течения осуществлялась с помощью непрерывного лазерного источника мощностью 3 Вт, луч которого разворачивался в плоскость цилиндрической линзой.

Для измерения полей скорости использовалась система PIV (particle image velocimetry) ПОЛИС. Отметим, что такие измерительные комплексы успешно апробированы, в частности в случае сложных вихревых течений [28, 29]. Для засева потока использовались полиамидные частицы (средний диаметр  $10 \div 20$  мкм). Управление PIV-системой, сбор, хранение и обработка изображений и полей скорости осуществлялись с помощью программного

обеспечения ActualFlow. PIV-система состояла из двойного импульсного лазера и камеры на основе комплементарной структуры металл — оксид — полупроводник (КМОП). Система работала в двухкадровом режиме с частотой измерений 270 Гц. Задержка между двумя вспышками, определяющая смещение частиц на паре кадров, составляла 100 мкс, погрешность измерений не превышала 4 %.

В рассматриваемом случае течение было стационарным, что не требовало применения дорогостоящих высокоскоростных томографических PIV-систем [28] или специальных алгоритмов для фазового осреднения скорости [34, 35], для использования которых необходим большой объем статистических данных.

**Результаты исследований.** В работах [1, 19] экспериментально показано, что в исследуемой камере при полностью открытом выходе реализуется нестационарное течение. Максимумы скоростей достигаются вблизи боковых стенок камеры, а в приосевой зоне реализуется возвратное течение, на границе которого формируется нечетко выраженный спиральный вихрь, прецессирующий вокруг геометрической оси камеры. При модификации граничных условий, а именно при установке диафрагмы в выходном сечении, вихревая структура становится стационарной.

В случае расположения диафрагмы в центре камеры с плоским дном между дном камеры и выходным отверстием образуется прямолинейная вихревая нить [24]. При смещении отверстия в диафрагме по диагонали вихрь изгибается, принимая форму спирали (см. рис. 2).

На рис. 3 представлены осредненные по времени (осреднение по более чем 200 реализациям в различные моменты времени) профили проекций скорости в окрестности вихревого ядра на горизонтальную и вертикальную плоскости ( $V_t$  — тангенциальная скорость,  $V_a$  — осевая скорость). Заметим, что в случае стационарной структуры эта скорость совпадает со скоростью, индуцированной винтовой вихревой нитью, в отличие от случая прецессирующего вихря, в котором в результате осреднения по времени получается “размазанное” в азимутальном направлении распределение скорости [26]. В последнем случае для восстановления параметров вихревого ядра требуется использовать специальные алгоритмы и дополнительные допущения о характере движения вихря.

Исследуем профили тангенциальной скорости  $V_t$  в случае течения со спиральным вихрем при значении высоты, на которой проводилось измерение скорости,  $H = 345$  мм и различных значениях числа Рейнольдса  $Re$  (см. рис. 3,а), а также при  $Re = 19\,200$  и различных значениях высоты от дна камеры (см. рис. 3,б). Тангенциальная скорость, измеренная в горизонтальном сечении вдоль линии, проходящей через центр камеры и центр вихря, нормирована на среднерасходную скорость  $W$ , расстояния от центра камеры  $r$  и от центра вихря  $r^*$  (значение  $r^* = 0$  соответствует центру вихря) нормированы на полуширину камеры  $R = 94$  мм. На рис. 3,а видно, что профиль скорости смещен относительно оси ординат вследствие смещения и искривления оси вихря. На рис. 3,б отмечено положение  $\varepsilon$  максимума тангенциальной скорости на высоте  $H = 345$  мм, полученного на основе экстраполяции данных. Профили тангенциальной скорости для различных высот смещены вдоль оси абсцисс таким образом, чтобы значение  $V_t = 0$  достигалось при  $r^* = 0$ .

На рис. 3,в,г представлены профили осевой скорости  $V_a$  для течения со спиральным вихрем при  $H = 345$  мм и различных значениях  $Re$ , а также при  $Re = 19\,200$  и различной высоте от дна камеры. Профили получены в вертикальных плоскостях, проходящих через вертикальную ось камеры и центр вихря в данном горизонтальном сечении. На рис. 3,в,г видно, что максимальные значения осевой скорости, как и в случае прямолинейного вихря [24], локализованы вблизи оси вихря, профили осевой скорости для различных высот (см. рис. 3,г) смещены вдоль оси абсцисс таким образом, чтобы значение  $V_a \max$  достигалось при  $r^* = 0$ .

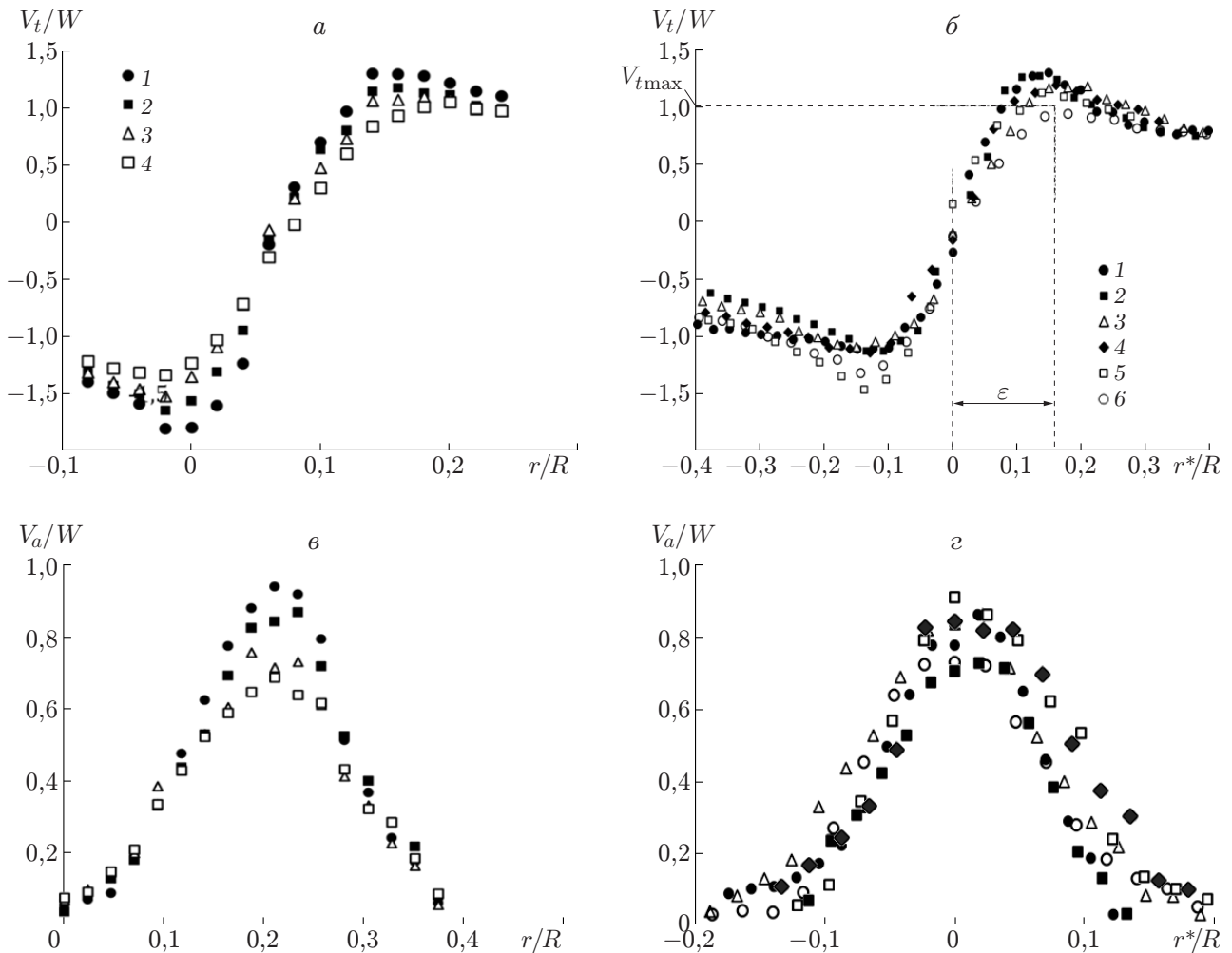


Рис. 3. Профили тангенциальной (*а, б*) и осевой (*в, г*) скоростей в области вблизи спирального вихря при  $S = 8,5$ ,  $d_e = 60$  мм,  $h_e = 560$  мм и различных значениях  $Re$  (*а, в*) и высоты от дна камеры (*б, г*):

*а, в* —  $H = 345$  мм (1 —  $Re = 14700$ , 2 —  $Re = 19200$ , 3 —  $Re = 23600$ , 4 —  $Re = 28000$ ), *б, г* —  $Re = 19200$  мм (1 —  $H = 85$  мм, 2 —  $H = 135$  мм, 3 —  $H = 205$  мм, 4 —  $H = 255$  мм, 5 —  $H = 315$  мм, 6 —  $H = 345$  мм)

Полученные данные о полях скоростей позволяют непосредственно определить характеристики вихревых структур: циркуляцию вихря  $\Gamma = 2\pi\varepsilon V_{t\max}$ , радиус вихревого ядра  $\varepsilon$ , радиус прецессии вихря  $a$ , шаг винтовой структуры  $l$ , скорость на оси  $V_{ax}$ , максимум тангенциальной скорости  $V_{t\max}$ . Для определения скорости на оси камеры  $V_{ax}$  были использованы данные, полученные при проведении PIV-эксперимента, в котором измерялось поле скорости. На основе этих данных определялся также радиус вихря  $\varepsilon$ , равный значению координаты, при котором достигается максимум тангенциальной скорости  $V_t$ , также определяемой с использованием профилей скорости (см. рис. 3,б). Геометрические параметры винтовой структуры  $l, a$  определялись на основе результатов визуализации вихревых структур путем осреднения измеренных величин по 60 снимкам, полученным в различные моменты времени.

**Определение условий стационарности для винтовых вихрей.** Искривление вихревой нити приводит к тому, что данный участок нити оказывается в поле скорости,

индуцированной другими участками нити, поэтому такое движение называется самоиндуцированным движением вихревой нити [15, 22]. На суммарное перемещение вихревой структуры влияют также основной поток и форма рабочего участка (например, боковых стенок). В данной работе при изучении частоты прецессии вихря учитываются все основные составляющие результирующего вращения. Под частотой прецессии будем понимать частоту прохождения сгустка завихренности вблизи фиксированной точки, расположенной в потоке или на стенке рабочего участка (трубы), т. е. частоту вращения сечения вихря  $f$  в фиксированной плоскости [15].

Определим частоту прецессии с учетом кривизны ( $\bar{f}_C$ ), кручения ( $\bar{f}_\tau$ ), наличия стенок трубы ( $\bar{f}_R$ ), а также скорости на оси ( $\bar{f}_\beta$ ). Подробное описание и вывод всех формул для расчета частоты прецессии винтового вихря в трубе на основе анализа бинормальной скорости участка искривленной вихревой нити представлены в работах [25, 26]. В данном случае формула для частоты прецессии записывается в безразмерном виде ( $f = 2\pi f R^2 / \Gamma$ ):

$$\bar{f}_{th} = \bar{f}_C + \bar{f}_\tau + \bar{f}_R + \bar{f}_\beta, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{f}_C &= -\frac{1}{4\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{1}{\tau(1+\tau^2)^{1/2}} \ln\left(\frac{a}{\varepsilon}(1+\tau^2)\right), \\ \bar{f}_\tau &= -\frac{1}{4\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{1}{\tau(1+\tau^2)^{1/2}} \left[ \ln\left(\frac{\tau}{1+\tau^2}\right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1 + 1,455\tau + 1,723\tau^2 + 0,711\tau^3 + 0,616\tau^4}{\tau + 0,486\tau^2 + 1,176\tau^3 + \tau^4} - \frac{1}{4} - 2 \frac{(1+\tau^2)^{1/2}}{\tau} \right], \quad (2) \\ \bar{f}_R &= \frac{1}{2\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{1+\tau^2}{\tau^2} \left( \frac{\tilde{a}^2}{\tilde{R}^2 - \tilde{a}^2} - k \ln \frac{\tilde{R}^2 - \tilde{a}^2}{\tilde{R}^2} \right), \quad \bar{f}_\beta = -\frac{1}{2\pi} \frac{R^2}{a^2} \frac{\beta}{\tau^2}; \\ k &= \frac{1}{12} \left( \frac{9\eta}{(1+\eta^2)^{1/2}} - \frac{7\eta^3}{(1+\eta^2)^{3/2}} - \frac{3\tau}{(1+\tau^2)^{1/2}} + \frac{\tau^3}{(1+\tau^2)^{3/2}} \right), \quad \beta = \frac{2\pi l}{\Gamma}, \quad \tau = \frac{l}{a}, \quad \eta = \frac{l}{R}. \end{aligned}$$

Величины с символом “ $\sim$ ” определяются следующим образом:

$$\tilde{x} = 2x \frac{\exp(\sqrt{1+x^2/l^2} - 1)}{\sqrt{1+x^2/l^2} + 1}.$$

Для вычисления частоты прецессии вихревого ядра по формуле (1) необходимо определить такие параметры, как радиус вихревого ядра  $\varepsilon$ , радиус прецессии вихря  $a$ , шаг винта вихря  $l$  (рис. 4), циркуляцию вихря  $\Gamma$ , скорость на оси вихревой камеры  $V_{ax}$ . Все параметры, полученные на основе визуализации и PIV-эксперимента, представлены в табл. 1.

Подставляя значения параметров вихря в формулы (2), получаем значения  $\bar{f}_C$ ,  $\bar{f}_\tau$ ,  $\bar{f}_R$ ,  $\bar{f}_\beta$ . Подставляя, в свою очередь, эти значения в формулу (1), находим безразмерную частоту прецессии  $\bar{f}_{th}$  (табл. 2).

Значение безразмерной частоты прецессии спирального вихря вокруг оси камеры с учетом погрешности измерений, составляющей  $\pm 0,1$ , близко к нулю (для сравнения, при  $Re = 19\,200$  значение безразмерной частоты вращения частиц жидкости вокруг оси вихря равно  $\bar{f}_{rot} = 1,06$ ). Таким образом, согласно аналитическим формулам спиральный вихрь не вращается вокруг оси камеры, т. е. является стационарным. Этот результат подтверждается экспериментальными данными, согласно которым при визуализации вихрей не наблюдалось их вращения вокруг оси камеры. Следовательно, результаты расчета частоты прецессии вихря с использованием аналитического метода согласуются с экспериментальными данными, что подтверждает корректность положенных в основу теории

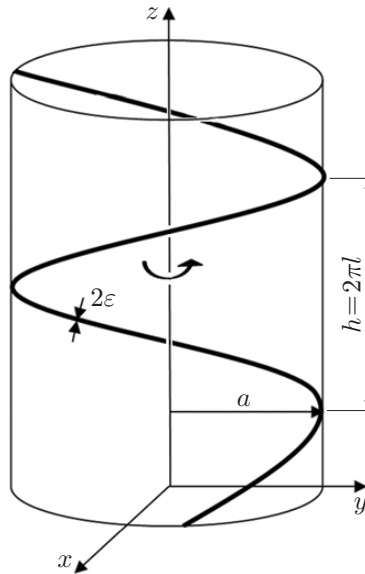


Рис. 4. Параметры винтовой вихревой нити

Таблица 1

Параметры винтового вихря

$H$ , мм	$\varepsilon$ , м	$\tau$	$a$ , м	$R$ , м	$l$ , м/рад	$\Gamma$ , м <sup>2</sup> /с	$V_{ax}$ , м/с
85	0,0140	1,5598	0,0440	0,094	0,0686	0,2375	0,080
135	0,0143	1,4920	0,0455	0,094	0,0686	0,2489	0,068
205	0,0152	1,5527	0,0442	0,094	0,0686	0,2665	0,057
255	0,0156	1,5961	0,0430	0,094	0,0686	0,2843	0,048
315	0,0160	1,5251	0,0450	0,094	0,0686	0,2875	0,035
345	0,0160	1,5240	0,0450	0,094	0,0690	0,2815	0,023

Таблица 2

Результаты аналитического расчета безразмерной частоты прецессии

$H$ , мм	$\bar{f}_C$	$\bar{f}_\tau$	$\bar{f}_\beta$	$\bar{f}_R$	$\bar{f}_{th}$
85	-0,2989	0,2969	-0,3415	0,3286	-0,015
135	-0,2952	0,2969	-0,2908	0,2715	-0,018
205	-0,2880	0,2963	-0,2754	0,2544	-0,013
255	-0,2884	0,3003	-0,2718	0,2443	-0,017
315	-0,2791	0,2937	-0,2821	0,2570	-0,010
345	-0,2793	0,2939	-0,3661	0,3373	-0,014



винтовых вихрей допущений и возможность их применения в рассматриваемом предельном случае (стационарный режим).

Полученные результаты позволяют объяснить наблюдаемую в эксперименте неподвижность вихрей влиянием слагаемых в правой части формулы (1), которые имеют разные знаки и в определенных случаях компенсируют друг друга, вследствие чего вихрь оказывается неподвижным. Следует отметить, что учет всех перечисленных параметров, а именно кривизны и кручения винтовой нити, скорости, индуцируемой стенкой камеры, скорости на оси камеры, важен при определении частоты прецессии вихря.

**Заключение.** В результате экспериментального исследования определены геометрические и кинематические параметры закрученных течений, соответствующие режимам со стационарными винтовыми вихрями. На основе этих данных в предельном случае исчезающего вращения (неподвижного вихря) проверена возможность описания стационарных винтовых вихрей с использованием известной аналитической формулы для расчета частоты прецессии винтовых вихрей [25]. Установлено, что с помощью этой формулы можно не только достаточно точно предсказать возникновение стационарного (неподвижного) состояния винтового вихря, но и определить, за счет каких эффектов оно достигается. Полученные результаты являются новыми и могут быть использованы при описании и оптимизации режимов работы вихревых аппаратов и камер сгорания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Alekseenko S. V., Shtork S. I.** Swirling flow large-scale structures in a combustor model // Russ. J. Engng Thermophys. 1992. V. 2. P. 231–266.
2. **Гешева Е. С., Литвинов И. В., Шторк С. И., Алексеенко С. В.** Анализ аэродинамической структуры закрученного течения в моделях вихревых горелочных устройств // Теплоэнергетика. 2014. № 9. С. 33–41.
3. **Ануфриев И. С., Шарыпов О. В., Дектерев А. А. и др.** Исследование структуры потока в модели четырехвихревой топки // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 6. С. 873–879.
4. **Anacleto P. M., Fernandes E. C., Heitor M. V., Shtork S. I.** Swirl flow structure and flame characteristics in a model lean premixed combustor // Combust. Sci. Technol. 2003. V. 175, N 8. P. 1369–1388.
5. **Luckoff F., Sieber M., Paschereit C. O., Oberleithner K.** Characterization of different actuator designs for the control of the precessing vortex core in a swirl-stabilized combustor // Trans. ASME. J. Engng Gas Turbines Power. 2018. V. 140, N 4. 041503.
6. **Okulov V. L., Sørensen J. N., Wood D. H.** The rotor theories by professor Joukowsky: Vortex theories // Progr. Aerospace Sci. 2015. V. 73. P. 19–46.
7. **Litvinov I., Shtork S., Gorelikov E., et al.** Unsteady regimes and pressure pulsations in draft tube of a model hydro turbine in a range of off-design conditions // Experiment. Thermal Fluid Sci. 2018. V. 91. P. 410–422.
8. **Skripkin S., Tsoy M., Kuibin P., Shtork S.** Swirling flow in a hydraulic turbine discharge cone at different speeds and discharge conditions // Experiment. Thermal Fluid Sci. 2019. V. 100. P. 349–359.
9. **Salunkhe S., El Fajri O., Bhushan S., et al.** Validation of tidal stream turbine wake predictions and analysis of wake recovery mechanism // J. Mar. Sci. Engng. 2019. V. 7. P. 362–386.
10. **Абдрахманов Р. Х., Дворников Н. А., Лукашов В. В.** Динамика двухфазного закрученного потока в вихревой камере с нижним торцевым завихрителем // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 3. С. 349–356.

11. **Леонтьев А. И., Кузма-Кичта Ю. А., Попов И. А.** Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках (обзор) // Теплоэнергетика. 2017. № 2. С. 36–54.
12. **Вараксин А. Ю.** Торнадо / А. Ю. Вараксин, М. Э. Ромаш, В. Н. Копейцев. М.: Физматлит, 2011.
13. **Вараксин А. Ю., Мочалов А. А.** Двойная винтовая спираль как возможный механизм генерации свободных нестационарных воздушных вихрей // Докл. АН. 2019. Т. 487, № 2. С. 144–146.
14. **Бойко А. В., Довгаль А. В., Козлов В. В.** Неустойчивость отрывного течения за двумерными элементами неровности поверхности в низкоскоростном воздушном потоке (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 2. С. 171–178.
15. **Алексеенко С. В.** Введение в теорию концентрированных вихрей / С. В. Алексеенко, П. А. Куйбин, В. Л. Окулов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО РАН, 2003.
16. **Mullyadzhyanov R. I., Sandberg R. D., Abdurakipov S. S., et al.** Propagating helical waves as a building block of round turbulent jets // Phys. Rev. Fluids. 2018. V. 3. 062601(R).
17. **Lucca-Negro O., O'Doherty T.** Vortex breakdown: a review // Progr. Energy Combust. Sci. 2001. V. 27. P. 431–481.
18. **Syred N.** A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems // Progr. Energy Combust. Sci. 2006. V. 32. P. 93–161.
19. **Alekseenko S. V., Kuibin P. A., Okulov V. L., Shtork S. I.** Helical vortices in swirl flow // J. Fluid Mech. 1999. V. 382. P. 195–243.
20. **Boersma J., Wood D. H.** On the self-induced motion of a helical vortex // J. Fluid Mech. 1999. V. 384. P. 263–280.
21. **Okulov V. L., Sørensen J. N.** The self-induced motion of a helical vortex // J. Fluid Mech. 2020. V. 883. A-5.
22. **Жуковский Н. Е.** Вихревая теория гребного винта I // Тр. Отд-ния физ. наук О-ва любителей естествознания. 1912. Т. 16, вып. 14. С. 1–31.
23. **Окулов В. Л., Гешева Е. С., Куйбин П. А. и др.** Различие в перемещении винтового вихря и движении частиц вдоль его оси // Теплофизика и аэромеханика. 2020. (В печати).
24. **Гешева Е. С., Шторк С. И., Алексеенко С. В.** Исследование характеристик концентрированного вихря в тангенциальной камере с помощью PIV-техники и компьютерного моделирования // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика. 2014. Т. 9, вып. 3. С. 39–48.
25. **Kuibin P. A., Okulov V. L.** Self-induced motion and asymptotic expansion of the velocity field in the vicinity of helical vortex filament // Phys. Fluids. 1998. V. 10, N 3. P. 607–614.
26. **Litvinov I. V., Shtork S. I., Kuibin P. A., et al.** Experimental study and analytical reconstruction of precessing vortex in a tangential swirler // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2013. V. 42. P. 251–264.
27. **Gavrilov A. A., Sentyabov A. V., Dekterev A. A., Hanjalic K.** Vortical structures and pressure pulsations in draft tube of a Francis-99 turbine at part load: RANS and hybrid RANS/LES analysis // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2017. V. 63. P. 158–171.
28. **Alekseenko S. V., Abdurakipov S. S., Hrebtov M. Y., et al.** Coherent structures in the near-field of swirling turbulent jets: A tomographic PIV study // Intern. J. Heat Fluid Flow. 2018. V. 70. P. 363–379.
29. **Чижишев Л. М., Дулин В. М., Лобасов А. С., Маркович Д. М.** О влиянии крупномасштабных вихревых структур на форму пламени в потоке закрученной струи // Горение и взрыв. 2018. Т. 11, № 2. С. 31–39.
30. **Пахомов М. А., Терехов В. И.** Влияние закрутки потока на теплоперенос в газочапельном потоке за внезапным расширением трубы // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56, № 3. С. 431–438.

31. Naumov I. V., Dvoynishnikov S. V., Kabardin I. K., Tsoy M. A. Vortex breakdown in closed containers with polygonal cross sections // Phys. Fluids. 2015. V. 27. 124103.
32. Ахметов Д. Г., Никулин В. В. Особенности прецессии вихревого ядра в цилиндрической камере // Докл. АН. 2010. Т. 431, № 6. С. 755–757.
33. Alekseenko S. V., Shtork S. I., Yusupov R. R. Effect of air supply into vortex flow of liquid with various swirl parameters // Interfacial Phenomena Heat Transfer. 2018. V. 6. P. 129–138. DOI: 10.1615/InterfacPhenomHeatTransfer.2018027133.
34. Шторк С. И., Кала К. Э., Фернандес Э. К., Хейтор М. В. О формировании когерентных винтовых структур в закрученной струе // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 15. С. 62–68.
35. Litvinov I. V., Sharaborin D. K., Shtork S. I. Reconstructing the structural parameters of a precessing vortex by SPIV and acoustic sensors // Experiments Fluids. 2019. V. 60. 139.

*Поступила в редакцию 20/IV 2020 г.,  
после доработки — 20/IV 2020 г.  
Принята к публикации 27/IV 2020 г.*

---