

УДК 532.5; 532.3
PACS 47.32.-y

Структуры течений во вращающемся цилиндре с жидкостью и свободным цилиндрическим ядром при вибрациях

Н. В. Козлов

Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, Пермь, ул. Академика Королёва, 1
email: kozlov.n@icmm.ru

Экспериментально изучаются режимы осреднённых течений, реализующихся в квази-коаксиальном слое при круговых инерционных колебаниях свободного цилиндрического ядра и его одновременном дифференциальном вращении. Внешний цилиндр образован стенкой герметично закрытого вращающегося контейнера. Полый внутренний цилиндр (ядро) изготовлен из лавсановой плёнки. Объём между цилиндрами заполнен маловязкой несжимаемой жидкостью (вода), в которую добавлены мелкие тяжёлые частицы, служащие для визуализации. Контейнер расположен горизонтально и приводится в быстрое вращение, при этом ядро занимает устойчивое положение на оси полости. Скорость вращения ядра измеряется путем синхронизации с частотой мерцаний стробоскопа для изучения структуры течений по распределению частиц визуализаторов (фоторегистрация). Для возбуждения колебаний ядра контейнеру сообщаются поступательные вибрации, направленные перпендикулярно оси вращения. При этом генерируется интенсивное опережающее вращение ядра. В зависимости от режима движения ядра наблюдаются различные структуры распределения визуализаторов. При относительно малых скоростях дифференциального вращения возникают структуры с пространственным периодом, характерным для инерционных волн. При умеренных скоростях – регулярная система тороидальных вихрей. При больших скоростях течение становится нерегулярным. Система тороидальных вихрей ассоциируется с центробежной неустойчивостью. Порог её возникновения оказывается заметно ниже, чем в случае классического течения Тэйлора–Куэтта. Анализ результатов показывает, что исследуемая система имеет существенные предпосылки для снижения порога возникновения вихрей Тэйлора.

Ключевые слова: коаксиальный слой; инерционные колебания; осреднённое течение

Поступила в редакцию 19.09.2019; принята к опубликованию 30.10.2019

Flow patterns in a rotating cylinder with liquid and a free cylindrical core at vibration

N. V. Kozlov

Institute of Continuous Media Mechanics UrB RAS
Acad. Koroleva St. 1, 614013, Perm
email: kozlov.n@icmm.ru

In the present work, the modes of steady time-average flows are studied experimentally, which are realized in a quasi-coaxial layer at circular inertial oscillations of a free cylindrical core and its simultaneous differential rotation. The outer cylinder is formed by the wall of a hermetically sealed

rotating container. The inner cylinder (core) is hollow and made of polyester film. The volume between the cylinders is filled with a low-viscosity incompressible fluid (water), into which small heavy particles are added, which serve for visualization. The container is installed horizontally and rotates rapidly, so that the core occupies a stable position on the cavity axis. To measure the rotation rate of the core, synchronization with the flicker frequency of a stroboscope is used; to study the flow structure by the distribution of visualizer particles, photo-recording is used. To excite the core oscillations, translational vibrations are applied to the container directed perpendicular to the axis of rotation. In this case, an intensive leading rotation of the core is generated. Depending on the mode of the core motion, various distribution structures of the visualizers are observed. At relatively low rates of the core rotation, structures with a spatial period characteristic of inertial waves are observed. In the case of moderate rates, one observes a regular system of toroidal vortices. At high rates, the flow becomes irregular. The system of toroidal vortices is associated with the centrifugal instability. The threshold of its occurrence is noticeably lower than in the case of the classical Couette–Taylor flow. Analysis of the results shows that the system under study has essential prerequisites for the lowering of the onset threshold of Taylor vortex flow.

Keywords: annulus; inertial oscillations; steady streaming

Received 19.09.2019; accepted 30.10.2019

doi: 10.17072/1994-3598-2019-4-24-32

1. Введение

Вращающиеся гидродинамические системы являются интересным объектом исследования, поскольку обладают нетривиальными свойствами, обусловленными действием сил инерции [1]. Ярким примером могут служить инерционные волны, многократное отражение которых может вызывать аккумуляцию энергии движения в волновых аттракторах [2]. Кроме того, распространение инерционных волн приводит к генерации осреднённых течений, в том числе в областях отражения волн от твёрдых границ контейнера, как показано в эксперименте с либрациями [3].

Одной из классических фундаментальных задач гидродинамики является течение Тэйлора–Куэтта, формирующееся между дифференциально вращающимися коаксиальными цилиндрами [4]. Известно, что такое течение при опережающем вращении внутреннего цилиндра пороговым образом испытывает центробежную неустойчивость, в результате которой в коаксиальном слое формируется регулярная система тороидальных вихрей (вихри Тэйлора) [5]. С дальнейшим повышением относительной скорости внутреннего цилиндра, т.е. с увеличением контраста чисел Рейнольдса, вихри Тэйлора испытывают серию неустойчивостей, начиная от потери осевой симметрии и заканчивая турбулентным течением (см., например, [6]).

Во вращающихся двухфазных системах одним из сильных эффектов являются центробежные волны, возбуждаемые на центрифугированной поверхности раздела [7–9]. Частным случаем такой системы является вращающийся цилиндрический контейнер, в который помещены лёгкое цилиндрическое тело (ядро) и вязкая жидкость [10]. При возбуждении колебаний ядра во вращающейся

жидкости генерируется осреднённое течение, при этом ядро в среднем занимает коаксиальное положение и вращается дифференциально.

Коаксиальный слой со свободным ядром можно в среднем рассматривать как систему Куэтт–Тэйлоровского типа, обладающую рядом особенностей. Генератором дифференциального вращения ядра являются его круговые колебания, а скорость вращения пропорциональна квадрату амплитуды колебаний [10]. Вследствие этого при достижении достаточно интенсивного опережающего вращения ядра зазор между цилиндрами оказывается неоднородным вдоль угловой координаты и изменяется во времени периодически. В связи с этим обстоятельством сложно предсказать порог возбуждения вихрей Тейлора и их динамику на основе существующих в литературе данных, что вызывает необходимость внимательного экспериментального изучения.

2. Постановка задачи

В экспериментах рассматривается цилиндрический контейнер, вращающийся относительно горизонтальной оси с угловой скоростью Ω_{rot} , в центре которого помещено свободное лёгкое цилиндрическое ядро, имеющее скорость Ω_s (рис. 1). Объём между цилиндрами заполнен вязкой несжимаемой жидкостью. Контейнер раскручивается до угловой скорости, достаточной для того, чтобы удерживать ядро в центрифугированном состоянии на оси полости.

Генерация движения относительно вращающейся полости обеспечивается действием поля тяжести \mathbf{g} и поля вибраций с угловой частотой Ω_{vib} и амплитудой b_{vib} (рис. 1). При этом оба поля ориентированы перпендикулярно оси вращения.

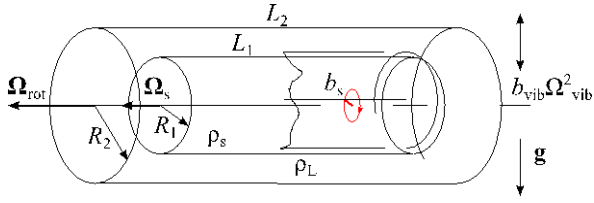


Рис. 1. Схема экспериментальной модели

2.1. Теория

Рассмотрим длинный коаксиальный слой, образованный цилиндрической полостью и свободным цилиндрическим ядром. Пренебрегая узкой областью вблизи торцов, можно считать скорость течения неизменной вдоль оси вращения z , $\partial/\partial z = 0$ и рассматривать задачу в двумерной постановке. Под действием внешнего поля, перпендикулярного оси вращения, ядро совершает во вращающейся системе отсчёта колебания вида $\mathbf{r} = b_s(\sin\Omega_{\text{osc}}t\mathbf{i} + \cos\Omega_{\text{osc}}t\mathbf{j})$, где \mathbf{r} – радиус-вектор центра ядра, b_s – амплитуда колебаний, Ω_{osc} – частота внешней силы в системе отсчёта полости. Траектория движения центра ядра обозначена на рис. 1 красной кривой. Вибрации вызывают колебания ядра с частотой $\Omega_{\text{osc}} = \Omega_{\text{vib}} - \Omega_{\text{rot}}$, а поле тяжести – колебания с частотой $\Omega_{\text{osc}} = -\Omega_{\text{rot}}$. Если $\Omega_{\text{osc}} > 0$, колебания совершаются в опережающем направлении, если $\Omega_{\text{osc}} < 0$ – в отстающем [10].

В результате колебаний в вязких пограничных слоях Стокса толщины $\delta = (2\nu/\Omega_{\text{osc}})^{1/2}$ на цилиндрических стенках генерируется осреднённая массовая сила, приводящая к дифференциальному вращению ядра с угловой скоростью $\Delta\Omega$. Здесь ν – кинематическая вязкость жидкости. В приближении малой амплитуды, $b_s \ll R_1$, и тонких пограничных слоёв, $\delta \ll (R_2 - R_1)$, дифференциальная скорость ядра находится как [10]

$$\Delta\Omega = \frac{U^2(1-R^2)}{4\Omega_{\text{osc}}R_1\delta}. \quad (2.1)$$

Здесь $U = 2b_s\Omega_{\text{osc}}/(1-R^2)$ – амплитуда колебаний тангенциальной скорости вблизи поверхности ядра, $R = R_1/R_2$ – относительный радиус ядра.

В отсутствие вибраций поле тяжести вызывает радиальное смещение ядра на величину [10]

$$\frac{b_s}{R_1} = \frac{1}{2}(1-\rho)(1-R^2)\Gamma. \quad (2.2)$$

Здесь $\rho = \rho_s/\rho_L$ – относительная плотность ядра, $\Gamma = g/(\Omega_{\text{rot}}^2 R_1)$ – безразмерное ускорение силы тяжести.

В результате гравитационного возбуждения колебаний ядро совершает отстающее дифференциальное вращение, для скорости которого получено аналитическое выражение [11]:

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega_{\text{rot}}} = -\frac{1}{4}(1-\rho)^2(1-R^2)\frac{R}{\delta}\Gamma^2. \quad (2.3)$$

Как показано в [12, 13], движения, вызванные полем тяжести и вибрациями, суммируются, поэтому в общем случае $\Delta\Omega = \Delta\Omega_{\text{vib}} + \Delta\Omega_{\text{rot}}$.

Цилиндрическое ядро имеет две собственных моды двумерных поступательных колебаний, поляризованных по кругу. В первой моде ядро совершает колебания в направлении, опережающем вращение полости, с частотой n_+ , во второй – в отстающем направлении с частотой n_- [9]:

$$n_{\pm} = \frac{2 \pm \sqrt{2(1-R^2)(1-\rho)}}{1+R^2+\rho(1-R^2)}, \quad (2.4)$$

где $n = \Omega_{\text{vib}}/\Omega_{\text{rot}}$.

Как было показано в [10], высокочастотные и низкоамплитудные вибрации возбуждают резонансный отклик ядра в окрестности частот n_+ или n_- (рис. 2). При относительно низких ускорениях резонансные кривые имеют симметричный вид (кривые 1), и вход в резонансные области происходит через пороги мягкого возбуждения n_1, n_2 . При относительно больших ускорениях появляются пороги конечно-амплитудного возбуждения и срыва, соответственно, n_3 и n_4 (кривые 2). На рис. 2 $\Delta\Omega_{\text{vib}} - \Omega_{\text{rot}}$ – угловая скорость дифференциального вращения, обусловленного действием вибраций.

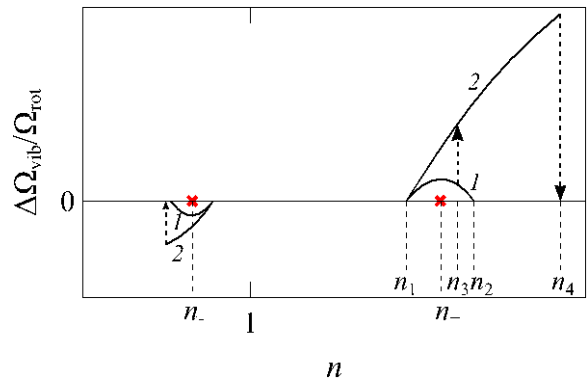


Рис. 2. Схематичное представление зависимости скорости дифференциального вращения ядра от безразмерной частоты вибраций

Колебания во вращающейся жидкости распространяются вдоль конических поверхностей, наклон которых по отношению к оси вращения описывается выражением $\tan\theta = (4/n_r^2 - 1)^{-1/2}$ [1]. При отражении инерционных волн от стенок контейнера угол θ между направлением колебаний и осью вращения остаётся постоянным. Расстояние между последовательными отражениями на одной цилиндрической поверхности коаксиального слоя находится как

$$l_{in} = 2(R_2 - R_1) \left(\frac{4}{n_r^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.5)$$

Здесь n_r – частота колебаний во вращающейся системе отсчёта. В случае поперечных колебаний $n_r = \Omega_{osc} / \Omega_{rot} = n - 1$.

2.2. Экспериментальная установка

Радиус и длина ядра (1) составляют, соответственно, $R_1 = 1.55$ см, $L_1 = 9.52$ см (рис. 1, 3). Размеры цилиндрической полости контейнера (2) $R_2 = 2.50$ см, $L_2 = 9.90$ см. В качестве рабочей жидкости используется вода (плотность $\rho_L = 1.00$ г/см³, кинематическая вязкость $\nu = 1.0 \cdot 10^{-2}$ см²/с). Относительная плотность ядра составляет $\rho = \rho_s / \rho_L = 0.084$. Условие центрифугирования выполняется при угловой скорости контейнера $\Omega_{rot} > 65$ с⁻¹, что соответствует $\Gamma < 0.15$. Относительный размер коаксиального зазора составляет $(R_2 - R_1) / L_1 \sim 0.1$, что позволяет рассматривать его как двумерный при теоретическом анализе.

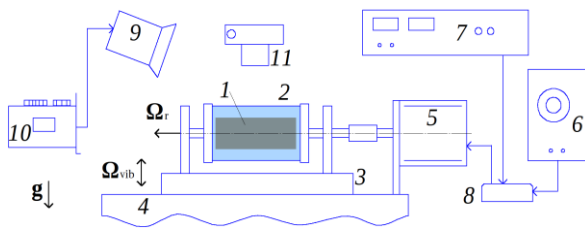


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – ядро, 2 – контейнер, 3 – подвижная платформа, 4 – электродинамический вибратор, 5 – шаговый двигатель, 6 – генератор сигнала, 7 – источник тока, 8 – контроллер двигателя, 9 – стробоскоп, 10 – генератор сигнала, 11 – цифровая камера

Заполненный контейнер устанавливается на платформе (3) электродинамического вибратора Veb GRW Teltow 3.19.39 (4) и приводится во вращение посредством шагового двигателя FL86STH80-4208A (5) (рис. 3). Частота вращения задаётся на генераторе GAG-810 (6), питание двигателя осуществляется источником постоянного тока ТЕС-14 (7), командный сигнал для двигателя формируется на контроллере SMD-42 (8). Для наблюдения динамики в системе отсчёта, вращающейся с полостью, а также измерения частот вращения контейнера и ядра применяется синхронизация частоты вспышек стробоскопической лампы (9). На генераторе ГСПФ-052 (10) задаётся частота мерцаний стробоскопа. Для получения изображений применяется цифровая камера (11), оптическая ось которой ориентирована перпендикулярно оси вращения. Частота и амплитуда вибраций контролируются при помощи акселерометра ПАМТ 4 0.225, сигнал с которого обрабатывается на АЦП ЛА-2М5РСИ.

Первая серия экспериментов была проведена без вибраций. В отсутствие вращения цилиндрическое лёгкое тело покоится у верхней части цилиндрической стенки контейнера. При вращении тело увлекается потоком жидкости и, по достижении пороговой скорости вращения полости, занимает устойчивое положение на оси её вращения. После этого скорость вращения Ω_{rot} пошагово повышается, а затем понижается. На каждом шаге регистрируются значения Ω_{rot} и Ω_s , вычисляется скорость дифференциального вращения ядра $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_{rot}$. Скорость $\Delta\Omega$ изменяется без гистерезиса, между порогами центрифугирования и всплытия тела наблюдается гистерезис.

Вторая серия экспериментов была проведена при вибрациях в диапазоне частот $n > 1$, соответствующем положительному резонансу, когда возбуждается опережающее вращение ядра. В ходе одного эксперимента частота и амплитуда вибраций, Ω_{vib} и b_{vib} , поддерживались постоянными, Ω_{rot} пошагово изменялась. Вхождение в резонансную область было осуществлено через порог мягкого возбуждения Ω_1 при понижении Ω_{rot} . По достижении порога жёсткого срыва опережающего вращения Ω_4 положение тела на оси вращения полости теряло устойчивость, и тело всплывало (рис. 4).

Для изучения структуры течений применялись тяжёлые частицы, оседавшие на внутренней поверхности цилиндрической стенки контейнера. Были использованы частицы трёх типов: алюминиевая пудра, измельчённый уголь, полимерные сферы. Характерные размер и плотность частиц составляли, соответственно, $(d, \rho) \sim 0.05$ мм, 2.7 г/см³; 0.3 мм, 1.3 г/см³; 0.5 мм, 1.2 г/см³.

Для каждой пары значений $(\Omega_{rot}, \Delta\Omega)$ проводилась фоторегистрация структур визуализаторов в стробоскопическом освещении.

3. Экспериментальные результаты

В отсутствие вибраций ядро совершает отстающее дифференциальное вращение, $\Delta\Omega < 0$ (рис. 4, точки 1). Измеренные в эксперименте значения $\Delta\Omega$ хорошо согласуются с расчётом по выражению (2.3) (кривая 2). В рассмотренном диапазоне $\Omega_{vib} / \Omega_{rot}$ вибрации возбуждают резонансное опережающее вращение ядра, $\Delta\Omega > 0$ (точки 3). Резонансная частота согласуется с собственным значением, рассчитанным по (2.4) (точка 4). В резонансной области при шаге с понижением Ω_{rot} возрастают амплитуда колебаний ядра и $\Delta\Omega$. В преддверии конечноамплитудного срыва при $\Omega_{rot} = \Omega_4$ амплитуда ядра достигает максимального значения $b_s \approx R_2 - R_1$, при котором лёгкое тело периодически ударяется о цилиндрическую стенку полости.

Резонансное опережающее вращение (точки 3) существует при более низких значениях Ω_{rot} , чем отстающее в отсутствие вибраций (точки 1). Это

указывает на то, что вибрации стабилизируют среднее за период положение ядра на оси вращения полости, препятствуя его всплытию. При выходе системы из резонанса в пороге Ω_4 лёгкое тело всплывает и переходит в нерегулярное движение.

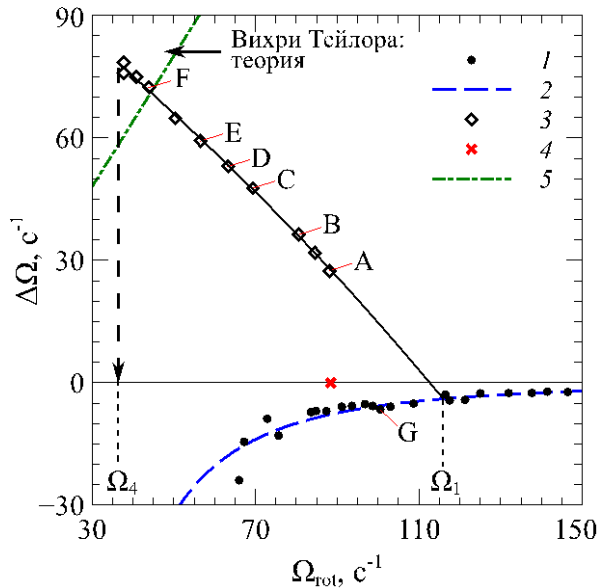


Рис. 4. Зависимость скорости дифференциального вращения от скорости контейнера: 1 – экспериментальные точки в отсутствие вибраций; кривая 2 – расчёт скорости по (2.3); 3 – эксперимент при вибрациях, $\Omega_{vib} = 188.5 \text{ c}^{-1}$ и $b_{vib} = 0.50 \text{ мм}$; 4 – расчёт собственной частоты по (2.4); 5 – теоретический порог устойчивости течения Тэйлора–Куэтта [5]

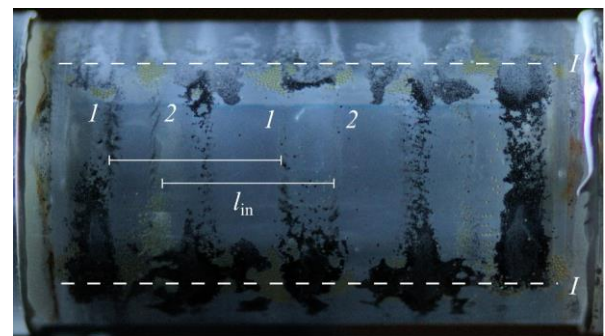
3.1. Структуры

Структуры распределения визуализаторов на стенке полости, приведённые на рис. 5, 6, стационарны и изучаются после их установления при заданной частоте вращения полости.

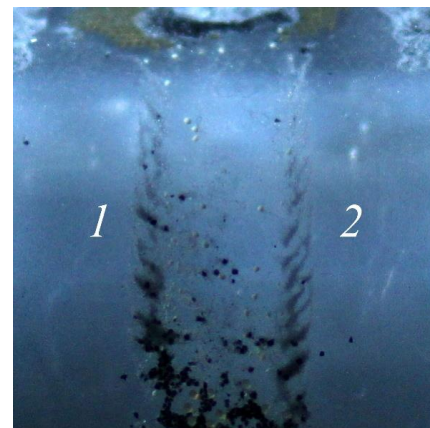
В отсутствие вибраций при вращении визуализаторы различных типов распределяются неравномерно. Крупные частицы (уголь и полимерные сферы) сосредотачиваются преимущественно в виде четырёх широких полос, вытянутых вдоль оси вращения и распределённых регулярно вдоль азимута (рис. 5, а, линии 1), тогда как алюминиевая пудра распределяется вдоль оси вращения в виде азимутальных колец. По своей внутренней структуре данные кольца различаются на два типа, обозначенные как 1 и 2 на рис. 5, а, б.

При вибрациях структура течений изменяется с повышением скорости дифференциального вращения ядра. При относительно малых $\Delta\Omega$ картина аналогична наблюдаемой при гравитационном возбуждении дифференциального вращения (рис. 6, а). Продольные полосы, образованные

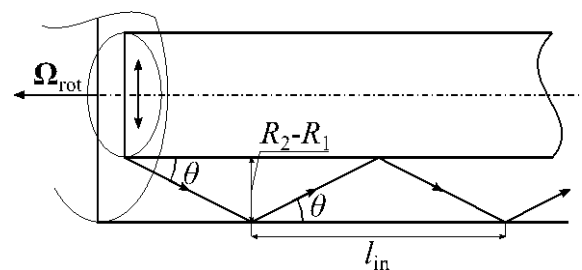
крупными частицами, сохраняются в относительно широком диапазоне $\Delta\Omega$ (рис. 6, а–в). Переменяющиеся азимутальные кольца 1 и 2 (рис. 6, а) сменяются при повышении $\Delta\Omega$ регулярной структурой колец с постоянным пространственным периодом l (рис. 6, в). При дальнейшем повышении $\Delta\Omega$ на фоне регулярной структуры из мелких частиц формируется одно широкое кольцо из крупных частиц в середине полости (рис. 6, з). При $\Delta\Omega \approx 1$ течение смывает крупные частицы к торцам полости, при этом алюминиевая пудра вырисовывает мелкие структуры, вытянутые вдоль азимута (рис. 6, д). При $\Delta\Omega > 1$ течение полностью захватывает алюминиевую пудру и имеет нерегулярную структуру (рис. 6, е).



(а)



(б)



(в)

Рис. 5. Структура распределения частиц визуализаторов: а – $n_r = -1$, $l_{in} = 3.29 \text{ см}$ (точка G на рис. 4); б – увеличенный фрагмент рис. (а); в – схема распространения инерционных волн

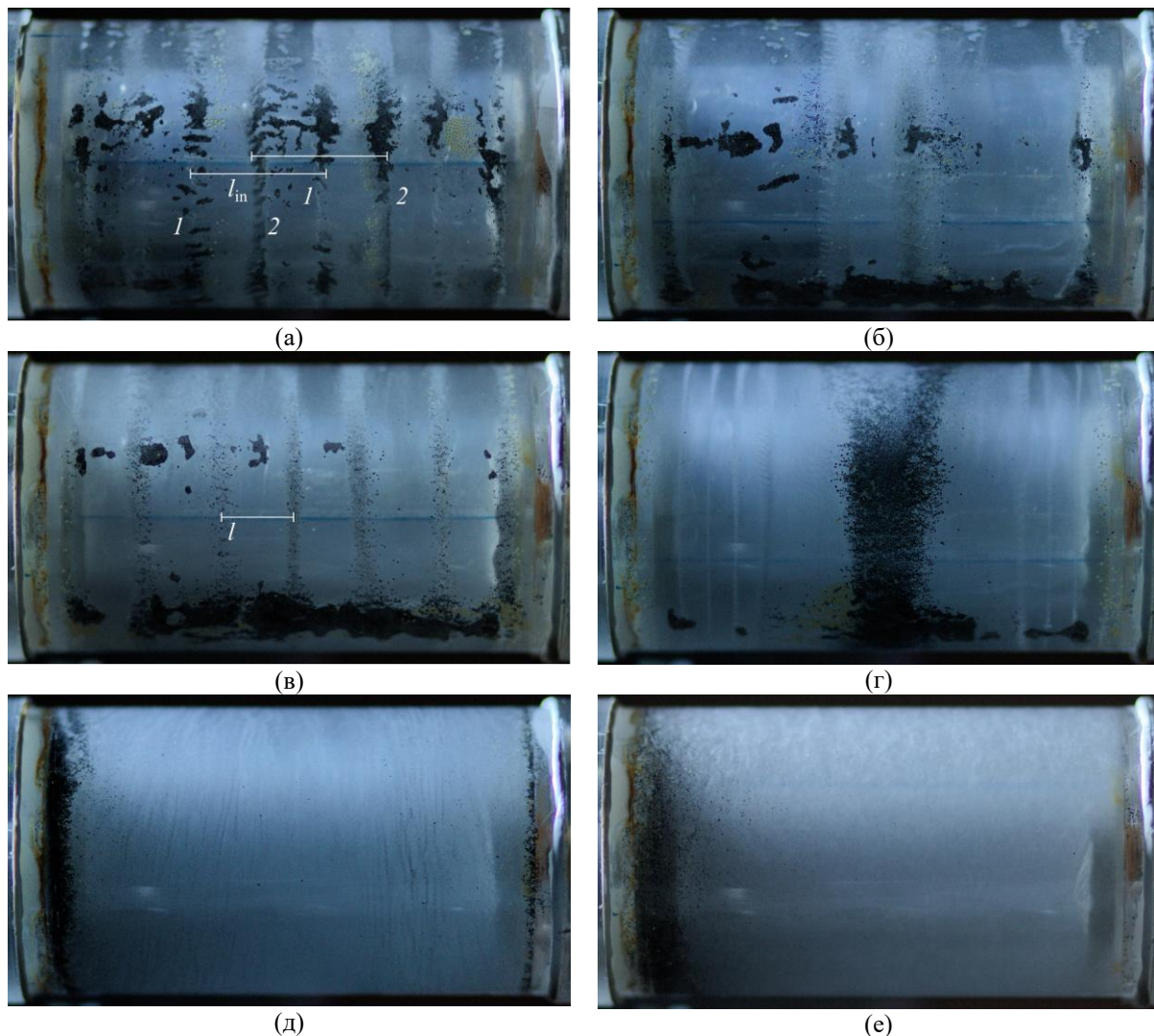


Рис. 6. Характерные структуры распределения частиц визуализаторов при резонансных опережающих колебаниях ядра: *a* – $(\Delta\Omega/\Omega_{rot}, n_r) = 0.311, 1.14$; *b* – $0.451, 1.34$; *в* – $0.687, 1.72$; *г* – $0.837, 1.98$; *д* – $1.05, 2.33$; *e* – $1.65, 3.29$. Фотографии (*a*–*e*) соответствуют точкам (*A*–*F*) на рис. 4

4. Обсуждение результатов

В рассмотренной системе присутствуют вращение жидкости, дифференциальное вращение ядра и колебания. Два важных механизма, определяющих при этом структуру течения, помимо колебаний жидкости, – это инерционные волны и центробежная неустойчивость.

4.1. Инерционные волны

Кромки цилиндрического ядра обладают наибольшей кривизной, поэтому следует ожидать, что именно они являются генераторами инерционных волн. На рис. 5, *в* схематично изображены лучевые линии, вдоль которых в коаксиальном слое распространяется инерционная волна, сгенерированная кромкой колеблющегося тела. Противоположная кромка тела также генерирует волну, распространяющуюся во встречном направлении. В результате, в жидкости существует суперпозиция

волновых картин. Жидкость совершает тангенциальные колебания вдоль поверхностей распространения инерционной волны, и в точках её отражения колебания тангенциальны по отношению к твёрдым стенкам. Это тот же час приводит к формированию осевого градиента амплитуды пульсационной скорости и к генерации осреднённых установившихся течений вблизи стенок посредством механизма Шлихтинга [14]. В свою очередь, осреднённые течения смывают частицы визуализатора, образуя систему колец (рис. 5, *a*, *1* и *2*; рис. 6, *a*, *1* и *2*). При этом кольца разного типа сгенерированы встречными инерционными волнами.

Расстояние между кольцами одного типа в среднем равно длине между отражениями инерционной волны l_{in} , рассчитанной по выражению (2.5). В гравитационном эксперименте, представленном на рис. 5, *a*, частота инерционной волны и период её отражений составляют, соответственно, $n_r = -1$, $l_{in} = 3.29$ см. В вибрационном эксперименте, соответствующем рис. 6, *a*, $n_r = 1.14$, $l_{in} = 2.74$ см. Из-

вестно, что инерционные волны существуют при $n_r < 2$, однако при вибрациях структуры, связанные с инерционными волнами, заметны только при $n_r < 1.3$ (рис. 6, 7). Последнее обстоятельство может быть связано с конкуренцией между различными конвективными механизмами, вызванными одновременными колебаниями и вращением ядра.

Полученные результаты качественно согласуются с экспериментом [3], в котором были визуализированы течения, генерируемые инерционными волнами при либрациях цилиндрической вращающейся полости с жидкостью, а также были получены структуры частиц, осевших на цилиндрической стенке. Всё вышесказанное позволяет сделать вывод о том, что описанная структура обусловлена осреднёнными течениями, вызванными отражением инерционных волн.

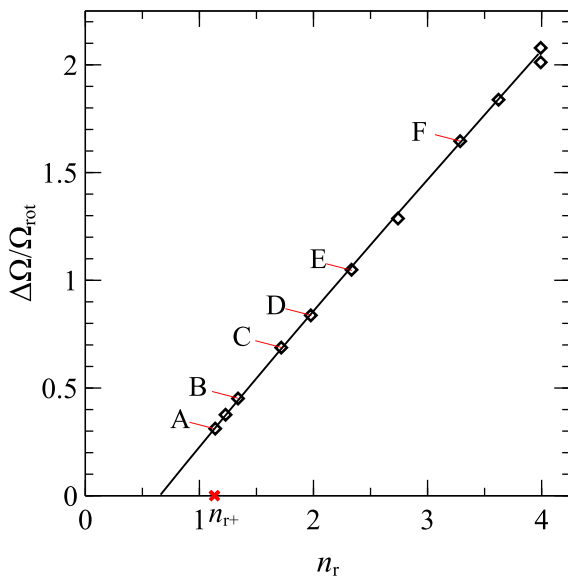


Рис. 7. Безразмерная скорость ядра в резонансе в зависимости от безразмерной частоты вибраций. Обозначения соответствуют рис. 4

4.2. Центробежная неустойчивость

В области положительного резонанса, исследованной в настоящем эксперименте, ядро совершает опережающее вращение. Данная ситуация аналогична течению Тэйлора–Куэтта, если внутренний цилиндр вращается быстрее, чем внешний. При достаточно быстром вращении внутреннего цилиндра возникают условия для развития неустойчивости в виде вихрей Тэйлора. Стоит, однако, отметить, что в настоящем случае цилиндры соосны лишь в среднем за период колебаний $2\pi/\Omega_{vib}$. Мгновенное положение центра ядра характеризуется амплитудой радиального смещения b_s и фазой колебаний $\Omega_{osc}t$.

В диапазоне $0.5 < \Delta\Omega/\Omega_{rot} < 1$ наблюдаются регулярные кольцевые структуры, указывающие на

существование тороидальных вихрей, подобных вихрям Тэйлора (рис. 6, в, з). При $\Delta\Omega/\Omega_{rot} = 0.687$ пространственный период структур составляет $l = 1.5$ см (рис. 6, в). При $\Delta\Omega/\Omega_{rot} = 0.837$ на регулярную структуру с периодом $l = 0.6$ см накладывается крупномасштабная структура в виде одного кольца, образованного в середине полости крупными частицами (рис. 6, з). В обоих случаях отношение $l/(R_2 - R_1) < 2$, при этом l не зависит от азимутальной координаты φ . Это указывает на то, что тороидальные вихри осесимметричны и локализованы вблизи стенки полости; таким образом, они не касаются поверхности ядра по всей длине его окружности. Учитывая круговые колебания ядра, можно предположить, что они приводят к увеличению внутреннего диаметра тороидальных вихрей. Интересно отметить, что в численном эксперименте [15] наблюдались радиальное сжатие вихрей Тэйлора и их удаление от стенки цилиндра, совершающей осесимметричные радиальные колебания.

Для коаксиальных цилиндров теория [5] предсказывает порог, обозначенный штрихпунктирной линией на рис. 4. Как можно видеть, в настоящем исследовании течение Куэтт–Тэйлоровского типа теряет устойчивость значительно раньше. Это может быть связано с тем, что мгновенное положение ядра содержит радиальное смещение. Если ввести понятие эффективного радиуса ядра R_1^* такого, что $R_1^* \sim b_s$, то видно, что рассчитанное по нему отношение чисел Тэйлора $\Omega_s R_1^*/(\Omega_{rot} R_2)$ будет возрастать с b_s . Иными словами, $\Omega_s R_1^*/(\Omega_{rot} R_2) \sim \Delta\Omega/\Omega_{rot}$, и это согласуется с понижением порога устойчивости, наблюдаемым в эксперименте.

Следует также отметить, что влияние Экмановских течений на течение Тэйлора–Куэтта приводит к снижению порога центробежной неустойчивости (см., например, [16]). Интенсивность Экмановских течений определяется скоростью движения жидкости по отношению к торцам полости, т.е. $\Delta\Omega/\Omega_{rot}$. Как можно видеть на рис. 7, значения $\Delta\Omega/\Omega_{rot}$ в настоящем эксперименте достаточно велики, и это может служить дополнительным фактором, приводящим к снижению порога возникновения вихрей Тэйлора.

5. Заключение

Экспериментально изучена структура течений во вращающемся коаксиальном зазоре со свободным цилиндрическим ядром при колебаниях и одновременном вращении последнего. Структура течения оказывается сложной и обусловлена влиянием нескольких конкурирующих механизмов. Релевантной характеристикой, отвечающей за выбор режима течения, является дифференциальная скорость вращения ядра $\Delta\Omega/\Omega_{rot}$. Это связано с тем, что колебания ядра – источник изучаемых

эффектов – однозначно связаны с величиной $\Delta\Omega/\Omega_{\text{rot}}$.

Анализ пространственного периода отпечатков визуализаторов на стенке контейнера позволил пронаблюдать распространение инерционных волн в коаксиальном слое. В определённом диапазоне $\Delta\Omega/\Omega_{\text{rot}}$ структура визуализаторов указывает на существование тороидальных вихрей, подобных вихрям Тэйлора. Однако при этом мгновенное положение ядра не осесимметрично. Мы наблюдаем «осреднённые вихри Тэйлора» на фоне колебательного движения. Такая постановка заметно отличается от классической. Интересными результатами являются сам факт наблюдения вихрей Тэйлора в конфигурации с подвижным ядром и то, что пороги устойчивости между различными режимами течения сильно отличаются от того, что наблюдалось при другой постановке эксперимента. Задача представляет интерес для дальнейшего изучения.

Рассмотренные эффекты важны для некоторых технических задач, например, поплавковый гироскоп, а также для задач по моделированию течений в атмосферах и ядрах планет.

Список литературы

1. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
2. Сибгатуллин И. Н., Ерманюк Е. В. Аттракторы внутренних и инерционных волн (обзор) // Прикладная механика и техническая физика. 2019. Вып. 2. С. 113–136. DOI: 10.15372/PMTF20190210
3. Subbotin S., Dyakova V. Inertial waves and steady flows in a liquid filled librating cylinder // Microgravity Science and Technology. 2018. Vol. 30. N. 4. P. 383–392. DOI: 10.1007/s12217-018-9621-x
4. Egbers C., Pfister G. (Eds.) Physics of rotating fluids: selected topics of the 11th International Couette–Taylor Workshop, held at Bremen, Germany, 20–23 July 1999. Berlin, etc.: Springer, 2000. 439 p.
5. Taylor G. I. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 1923. Vol. 223. N. 605–615. P. 289–343.
6. Andereck C. D., Liu S. S., Swinney H. L. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders // Journal of Fluid Mechanics. 1986. Vol. 164. P. 155–183. DOI: 10.1017/S0022112086002513
7. Phillips O. M. Centrifugal waves // Journal of Fluid Mechanics. 1960. Vol. 7. N. 3. P. 340–352. DOI: 10.1017/S0022112060000128
8. Иванова А.А., Козлов В.Г., Полежаев Д.А. Вибрационная динамика центрифугированного слоя жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2005. Вып. 2. С. 147–156.
9. Козлова А. Н., Козлов Н. В. Вибрационная динамика вращающихся систем с границей раздела. М.–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2016. 114 с.
10. Козлов В. Г., Козлов Н. В. Вибрационный гидродинамический волчок // Докл. РАН. 2007. Т. 415. Вып. 6. С. 759–762.
11. Kozlov N. Theory of the vibrational hydrodynamic top // Acta Astronautica. 2015. V. 114. P. 123–129. DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.04.010
12. Козлов В. Г., Козлов Н. В. Вибрационная динамика легкого тела в заполненном жидкостью вращающемся цилиндре // Изв. РАН. МЖГ. 2008. Вып. 1. С. 12–23.
13. Kozlov V. G., Kozlov N. V., Subbotin S. V. The effect of oscillating force field on the dynamics of free inner core in a rotating fluid-filled spherical cavity // Physics of Fluids. 2015. Vol. 27. N. 12. P. 124101. DOI: 10.1063/1.4936399
14. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 711 с.
15. Lalaoua A., Bouabdallah A. On the onset of Taylor vortices in finite-length cavity subject to a radial oscillation motion // Journal of Applied Fluid Mechanics. 2016. Vol. 9. N. 4. P. 1887–1896. DOI: 10.18869/acadpub.jafm.68.235.25270
16. Sobolik V., Izrar B., Lusseyran F., Skali S. Interaction between the Ekman layer and the Couette–Taylor instability // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2000. Vol. 43. N. 24. P. 4381–4393. DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00067-3

References

1. H. Greenspan. *The Theory of Rotating Fluids*. Cambridge, UK: University Press, 1968, 327 p.
2. Sibgatullin I. N., Ermanyuk E. V. Internal and inertial wave attractors: a review. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2019, vol. 60, no. 2, pp. 284–302. DOI: 10.1134/S002189441902010X
3. Subbotin S., Dyakova V. Inertial waves and steady flows in a liquid filled librating cylinder. *Microgravity Sci. Technol.*, 2018, vol. 30, no. 4, pp. 383–392. DOI: 10.1007/s12217-018-9621-x
4. Egbers C., Pfister G. (Eds.) *Physics of rotating fluids: selected topics of the 11th International Couette–Taylor Workshop, held at Bremen, Germany, 20–23 July 1999*. Berlin, etc.: Springer, 2000, 439 p.
5. Taylor G. I. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 1923, vol. 223, no. 605–615, pp. 289–343.
6. Andereck C. D., Liu S. S., Swinney H. L. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, vol. 164, pp. 155–183. DOI: 10.1017/S0022112086002513
7. Phillips O. M. Centrifugal waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 1960, vol. 7, no. 3, pp. 340–352. DOI: 10.1017/S0022112060000128

8. Ivanova A. A., Kozlov V. G., Polezhaev D. A. Vibrational dynamics of a centrifuged fluid layer. *Fluid Dyn.*, 2005, vol. 40, no. 2, pp. 297–304. DOI: 10.1007/s10697-005-0069-5
9. Kozlova A. N., Kozlov N. V. Vibrational dynamics of rotating systems with interface. Moscow–Izhevsk: Institut kompiuternykh issledovaniy, 2016, 114 p. (In Russian)
10. Kozlov V. G., Kozlov N. V. Vibrational hydrodynamic gyroscope. *Doklady Physics*, 2007, vol. 52, no. 8, pp. 458–461. DOI: 10.1134/S1028335807080137
11. Kozlov N. Theory of the vibrational hydrodynamic top. *Acta Astronaut.*, 2015, vol. 114, pp. 123–129. DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.04.010
12. Kozlov V. G., Kozlov N. V. Vibrational dynamics of a light body in a liquid-filled rotating cylinder. *Fluid Dynamics*, 2008, vol. 43, pp. 9–19. DOI: 10.1134/S001546280801002X
13. Kozlov V. G., Kozlov N. V., Subbotin S. V. The effect of oscillating force field on the dynamics of free inner core in a rotating fluid-filled spherical cavity. *Physics of Fluids*, 2015, vol. 27, no. 12, 124101. DOI: 10.1063/1.4936399
14. Schlichting H. *Boundary Layer Theory*. New York, USA: McGraw-Hill, 1968, 817. p.
15. Lalaoua A., Bouabdallah A. On the onset of Taylor vortices in finite-length cavity subject to a radial oscillation motion. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2016, vol. 9, no. 4, pp. 1887–1896. DOI: 10.18869/acadpub.jafm.68.235.25270
16. Sobolík V., Izrar B., Lusseyran F., Skali S. Interaction between the Ekman layer and the Couette–Taylor instability. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2000, vol. 43, no. 24, pp. 4381–4393. DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00067-3

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Козлов Н. В. Структуры течений во вращающемся цилиндре с жидкостью и свободным цилиндрическим ядром при вибрациях // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 4. С. 24–32. doi: 10.17072/1994-3598-2019-4-24-32

Please cite this article in English as:

Kozlov N. V. Flow patterns in a rotating cylinder with liquid and a free cylindrical core at vibration. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2019, no. 4, pp. 24–32. doi: 10.17072/1994-3598-2019-4-24-32