

УДК 532.5.01; 532.51; 532.526

ОСРЕДНЕННОЕ ТЕЧЕНИЕ, ГЕНЕРИРУЕМОЕ ЯДРОМ, КОЛЕБЛЮЩИМСЯ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ

В. Г. Козлов, С. В. Субботин

Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет,
614000 Пермь, Россия
E-mails: kozlov@pspu.ru, subbotin_sv@pspu.ru

Экспериментально исследуется осредненное течение, генерируемое колебаниями внутреннего ядра в заполненной жидкостью вращающейся сферической полости. Ядро, плотность которого меньше плотности жидкости, находится вблизи центра полости, и на него оказывает воздействие центробежная сила. Наличие силы тяжести, направленной перпендикулярно оси вращения, приводит к стационарному смещению ядра с оси вращения. Вследствие этого в системе отсчета, связанной с полостью, ядро совершает круговые колебания с частотой, равной частоте вращения, его центр движется по круговой траектории в экваториальной плоскости вокруг центра полости. Для того чтобы дифференциальное вращение ядра относительно полости отсутствовало, один из полюсов ядра соединен с ближним полюсом полости гибкой упругой на скручивание леской. Установлено, что колебания ядра возбуждают в полости осесимметричное осредненное азимутальное течение в виде системы вложенных жидких столбов, вращающихся с различными угловыми скоростями. Проведено сравнение со случаем свободного колеблющегося ядра, которое в результате колебаний совершает осредненное дифференциальное вращение. Сделан вывод о существовании двух независимых механизмов генерации потоков, действующих в экмановских пограничных слоях при дифференциальном вращении и в осциллирующих пограничных слоях при наличии колебаний.

Ключевые слова: вращение, внутреннее ядро, колебания, осредненное течение, дифференциальное вращение, инерционные волны.

DOI: 10.15372/PMTF20180104

Введение. Изучение течений во вращающихся полостях является актуальной геофизической задачей, связанной с проблемой движения жидкости в атмосферах и ядрах планет [1, 2]. Классической является задача о движении жидкости в сферическом слое между двумя концентрическими сферами, вращающимися вокруг общей оси с различными угловыми скоростями [3]. В работах [4–6] внутренняя сфера (ядро) расположена на оси полости, дифференциальное вращение ядра задается извне.

В работах [7, 8] обнаружен и исследован вибрационный механизм генерации осредненного вращения свободного внутреннего ядра. При наличии колебаний ядра относительно полости в осциллирующих пограничных слоях возникают осредненные напряжения, которые создают дифференциальное вращение ядра. В зависимости от частоты колебаний

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-11-00476).

может генерироваться как отстающее, так и опережающее вращение ядра, которое сопровождается интенсивным осредненным течением жидкости [9].

В настоящее время представляет интерес исследование осциллирующего движения жидкости, генерирующего осредненные течения во вращающихся полостях [10]. Рассматриваются колебания жидкости, обусловленные приливными деформациями (периодическим изменением формы) [11] или либрациями (периодическим изменением скорости вращения) [12] полости, а также прецессией [13].

Структура течения, генерируемого свободным ядром, колеблющимся во вращающейся сферической полости, исследована в [14]. Показано, что в полости возбуждается квазидвумерное азимутальное движение жидкости; до момента потери устойчивости структура осесимметричного течения имеет вид соосных цилиндрических поверхностей, вращающихся с различными угловыми скоростями. При этом интенсивность дифференциального вращения жидкости пропорциональна скорости дифференциального вращения ядра $\Delta\Omega$. Поскольку свободное ядро помимо колебаний совершает дифференциальное вращение, необходимо исследовать вклад в результирующее движение осредненных потоков, генерируемых осциллирующими пограничными слоями, а также пограничных слоев Экмана.

Целью настоящей работы является исследование структуры течений, возбуждаемых круговыми колебаниями ядра, при отсутствии его собственного дифференциального вращения. Для этого ядро соединяется с одним из полюсов полости тонкой леской, обеспечивающей свободные колебания ядра в экваториальной плоскости, но исключающей его дифференциальное вращение. Для того чтобы определить вклад пограничных слоев Экмана, исследуется структура течения при заданном дифференциальном вращении ядра, расположенного в центре полости.

Экспериментальная установка и методика. Сферическое тело (ядро) радиусом $R_1 = 1,77$ см и средней плотностью $\rho_s = 0,22$ г/см³ находится в заполненной жидкостью сферической полости радиусом $R_2 = 3,60$ см (рис. 1). Полость выфрезерована в центре параллелепипеда из плексигласа с отполированными гранями, через которые ведется наблюдение. Кювета, закрепленная в шарикоподшипниках, вращается вокруг горизонтальной оси, проходящей через ее центр. Для проведения наблюдений вдоль оси вращения внутренний диаметр одного из подшипников больше диаметра полости. Вращение кюветы задается шаговым двигателем FL86STH118-6004A, для управления которым используется драйвер типа Microstep Driver M542, для обеспечения питания — источник пост-

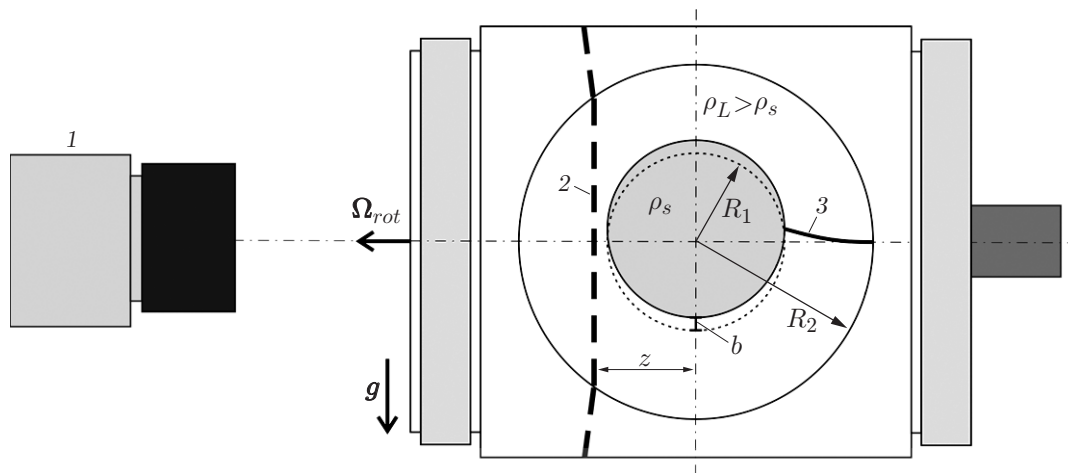


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 — камера, 2 — лазерный нож, 3 — леска

янного тока Mastech HY5005E. Скорость вращения регулируется с помощью генератора переменного сигнала модуля Zet-210 Sigma USB, подключенного к компьютеру. Угловая скорость вращения полости задается с точностью до $0,01 \text{ с}^{-1}$ и варьируется в диапазоне $\Omega_{rot} = 60 \div 240 \text{ с}^{-1}$.

Под действием центробежной силы ядро в лабораторной системе отсчета находится в стационарном положении вблизи оси вращения, под действием силы тяжести центр тела смещается на расстояние b от оси вращения. При этом в системе отсчета, связанной с полостью, ядро совершает круговые колебания в экваториальной плоскости с амплитудой b . Для исключения относительного (дифференциального) вращения ядро соединяется с одним из полюсов кюветы с помощью тонкой нейлоновой лески толщиной $d = 0,37 \text{ мм}$.

В качестве рабочей жидкости используются водоглицериновые растворы с различной кинематической вязкостью $\nu = 10^{-6} \div 12 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, но с одинаковой плотностью $\rho_L = 1,18 \text{ г}/\text{см}^3$. Для обеспечения нейтральной плавучести визуализирующих частиц плотность жидкости поддерживается постоянной; при изменении вязкости (концентрации глицерина) плотность корректируется путем изменения концентрации поваренной соли. Вязкость жидкости измеряется с помощью капиллярного вискозиметра типа ВПЖ-2 с точностью до $10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}$, для измерения плотности используется ареометр. Для визуализации течения используются пластиковые частицы нейтральной плавучести ($\rho \approx 1,2 \text{ г}/\text{см}^3$) диаметром $d < 0,5 \text{ мм}$.

Эксперименты проводятся следующим образом. Для того чтобы избежать перекручивания лески и образования на ней узелков, первоначально кювета приводится в быстрое вращение вокруг вертикальной оси, при этом легкое ядро удерживается в центре полости леской. После этого кювета приводится в рабочее положение, т. е. поворачивается на угол, равный 90° . В ходе эксперимента скорость вращения полости Ω_{rot} пошагово изменяется. На каждом шаге с использованием метода фоторегистрации измеряется величина смещения легкого тела из центра полости b (см. рис. 1), а также регистрируется структура течения.

Азимутальная скорость жидкости исследуется с использованием PIV-метода. Для этого жидкость освещается световым ножом толщиной 2 мм , который генерируется лазером непрерывного действия Z-Laser Z500Q. Направление луча выбирается таким образом, чтобы с учетом преломления на границах полости он рассекал ее в плоскости, перпендикулярной оси вращения. Координата светового ножа изменяется в интервале $z/R_2 = 0,08 \div 0,80$ (z — расстояние от центра полости до плоскости светового ножа). Видеорегистрация осуществляется с помощью неподвижной в лабораторной системе отсчета скоростной видеокамеры типа CamRecord CL600x2 (разрешение 700×700 пикселей, частота равна частоте вращения полости) и видеорегистратора “DVR express core”. Пары фотографий, интервал времени между которыми равен периоду вращения полости, обрабатываются с помощью программы PIVLab [15], в результате рассчитывается средняя за период скорость движения жидкости в системе отсчета, связанной с полостью. Заметим, что скорость дифференциального вращения жидкости мала по сравнению со скоростью вращения полости: $\Delta\Omega_L/\Omega_{rot} \ll 1$, и за один период жидкость смещается на незначительное расстояние относительно полости. С учетом того что дифференциальное движение жидкости является осесимметричным и не меняется со временем, для увеличения точности результатов выполнялось дополнительное осреднение не менее чем по 100 измерениям.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Проведены эксперименты, в которых исследовались колебания ядра и осредненное течение жидкости в полости.

Положение ядра в полости. При вращении полости вокруг горизонтальной оси с большой скоростью ядро, плотность которого меньше плотности жидкости, в лабораторной системе отсчета смещается от оси вращения на расстояние $b/R_1 < 0,3$. С увеличением

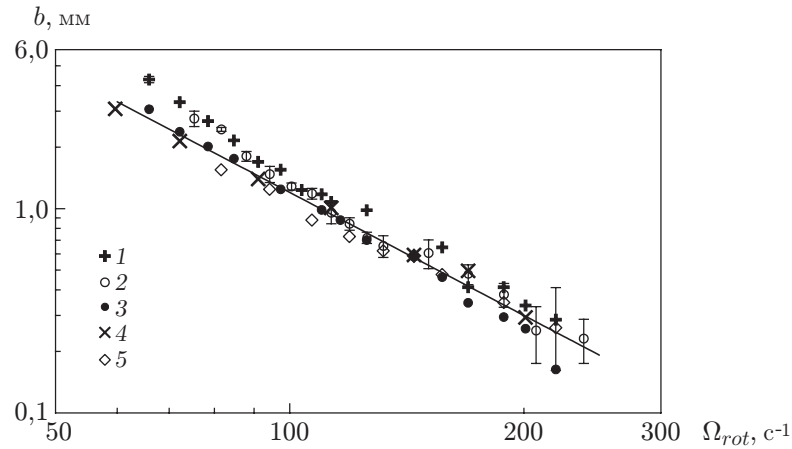


Рис. 2. Зависимость радиального смещения тела с оси полости от скорости ее вращения при различных значениях кинематической вязкости:

1 — $\nu = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, 2 — $\nu = 5,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ (свободное ядро) [14], 3 — $\nu = 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, 4 — $\nu = 9,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, 5 — $\nu = 11,1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; вертикальные отрезки — разброс значений

скорости вращения величина смещения ядра b из центра полости уменьшается по закону $b \sim \Omega_{rot}^{-2}$ (рис. 2). При этом результаты экспериментов с жидкостями различной вязкости хорошо согласуются между собой и с результатами, полученными в экспериментах со свободным ядром [14]. Следовательно, наличие лески не влияет на положение тела в полости, а только исключает его дифференциальное вращение. Ниже показано, что отклонение результатов, полученных для жидкостей с малой вязкостью при вращении полости с малой скоростью ($\Omega_{rot} < 100 \text{ с}^{-1}$), обусловлено изменением структуры осредненных потоков в результате потери устойчивости осесимметричного движения.

Осредненное движение жидкости в полости. Колебания ядра относительно полости являются источником осциллирующего движения жидкости в ней. В результате нелинейных эффектов в осциллирующих пограничных слоях вблизи твердых границ тела и полости генерируется осредненное течение, которое приводит в движение жидкость за пределами пограничных слоев. Векторное поле на расстоянии от экваториальной плоскости $z/R_2 = 0,53$ и профиль осредненной азимутальной скорости жидкости Δv_L при вращении полости по часовой стрелке приведены на рис. 3. Практически во всем объеме жидкости имеет место отстающее дифференциальное вращение, при этом азимутальная скорость Δv_L немонотонно зависит от расстояния r/R_2 от оси вращения. Наиболее интенсивное отстающее вращение (первый максимум) наблюдается в центральной части полости на расстоянии $r/R_2 \approx 0,1$, второй максимум — при $r/R_2 \approx 0,5$, третий максимум, больший, чем предыдущий, расположен на расстоянии $r/R_2 \approx 0,9$. Распределение азимутальной скорости в объеме полости, за исключением областей, расположенных в непосредственной близости от твердых границ полости и ядра, практически не меняется при изменении координаты z/R_2 , что свидетельствует о двумерной структуре течения. На рис. 3,б видна приэкваториальная область $|z/R_2| < 0,4$, $r/R_2 > 0,8$, представляющая собой своеобразный “карман”, в котором наблюдается интенсивное отстающее движение. В целом структура течения имеет вид нескольких вложенных друг в друга коаксиальных цилиндрических поверхностей, вращающихся с различными угловыми скоростями.

Подобное осредненное течение в виде вложенных жидких столбов возбуждается не только в случае круговых колебаний внутреннего ядра [14], но и при периодических возмущениях других типов во вращающихся системах [10]. Так, в прецессирующей сферо-

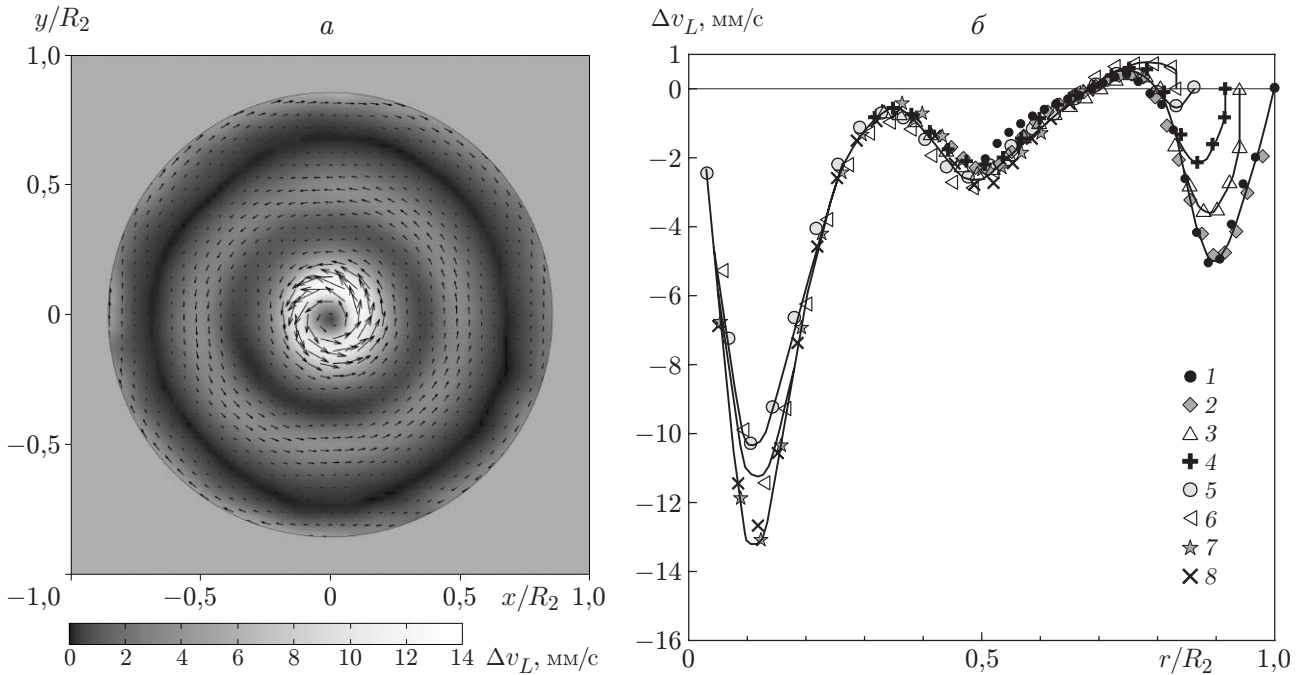


Рис. 3. Векторное поле азимутальной скорости на расстоянии от экваториальной плоскости $z/R_2 = 0,53$ (а) и профиль азимутальной скорости жидкости Δv_L в различных поперечных сечениях z/R_2 (б) при $\nu = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\Omega_{rot} = 188 \text{ с}^{-1}$, $b = 0,32 \text{ мм}$: 1 — $z/R_2 = 0,17$, 2 — $z/R_2 = 0,22$, 3 — $z/R_2 = 0,33$, 4 — $z/R_2 = 0,39$, 5 — $z/R_2 = 0,50$, 6 — $z/R_2 = 0,56$, 7 — $z/R_2 = 0,67$, 8 — $z/R_2 = 0,72$

идальной полости наряду с отстающим движением в жидкости возникает интенсивное опережающее движение на расстоянии $r/R_2 = 0,86$ [13]. Аналогичным образом наличие либраций [12] и периодических деформаций вращающейся полости [11] приводит к генерации зонального течения в виде жидких столбов.

Распределение тяжелых частиц на внутренней границе полости. В случае если плотность визуализирующих частиц больше плотности жидкости, под действием центробежной силы частицы оседают на внутренней поверхности полости. При этом частицы собираются в осесимметричные кольцевые структуры (рис. 4). В каждой полусфере формируются три концентрических кольца при $|z/R_2| = 0,78, 0,60, 0,36$ (см. рис. 4,б). Следует отметить, что в этом случае распределение частиц совпадает с распределением в случае свободного, т. е. совершающего дифференциальное вращение, колеблющегося ядра [14]. Такое распределение обусловлено наличием внутренних инерционных волн (пунктирные линии на рис. 4,б), возбуждаемых колеблющимся ядром [14, 16]. Инерционные волны зарождаются на критических широтах на поверхности ядра, где происходит “разрыв” пограничного слоя, и распространяются вдоль характеристических поверхностей конической формы, образованных осциллирующими сдвиговыми слоями. Угол между образующей конуса и осью вращения зависит от отношения частот $\Omega_{osc}/\Omega_{rot}$ (Ω_{osc} — частота осцилляций) следующим образом: $\theta = \arcsin(\Omega_{osc}/(2\Omega_{rot}))$ [16]. В рассматриваемом случае $|\Omega_{osc}| = \Omega_{rot}$, при этом $\theta = 30^\circ$ и положение критических широт на поверхности ядра соответствует тому же углу $\theta = 30^\circ$ [17]. На рис. 4 видно, что положение колец 1, 2 удовлетворительно согласуется с положением линий падения инерционной волны на внутреннюю границу полости. Предположительно, в окрестности точки падения в осциллирующих пограничных слоях вблизи стенки возникают осредненные течения, которые приводят к перераспределению

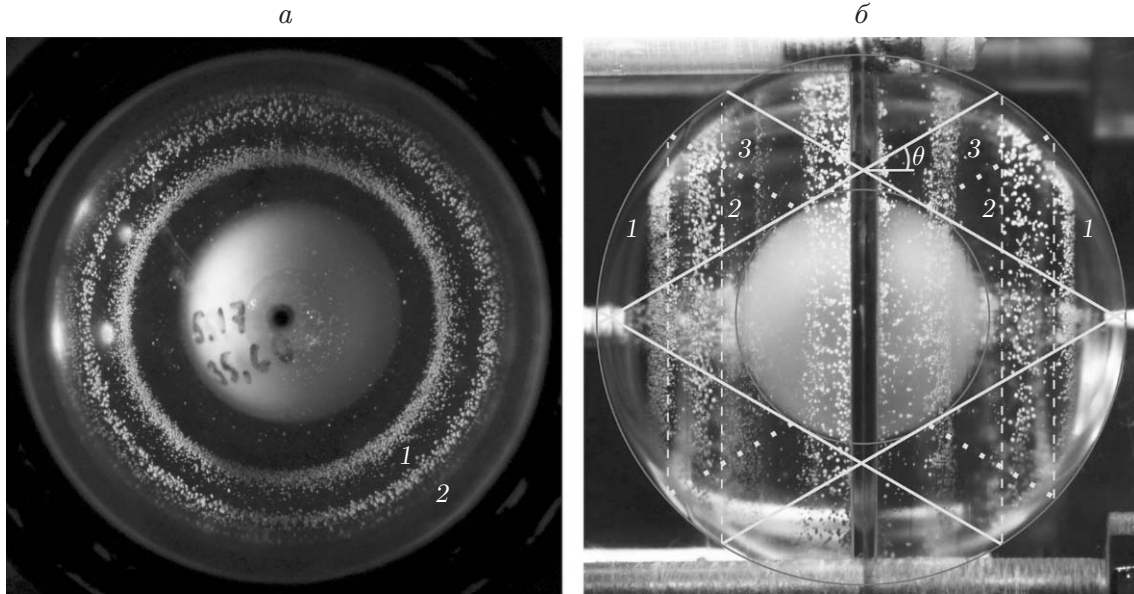


Рис. 4. Распределение тяжелых частиц на стенке полости при $\nu = 5,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\Omega_{rot} = 126 \text{ с}^{-1}$:

a — вдоль оси вращения, b — в плоскости, перпендикулярной оси вращения; сплошные и пунктирные линии — конические поверхности, вдоль которых распространяются инерционные внешние и внутренние волны соответственно, штриховые — линии пересечения инерционных волн с поверхностью полости; 1 — $|z/R_2| = 0,78$, 2 — $|z/R_2| = 0,60$, 3 — $|z/R_2| = 0,36$

визуализирующих частиц. Наличие колец 3 на рис. 4, b может быть обусловлено структурой осредненных течений в “карманах” (см. рис. 3).

Механизм генерации осредненных потоков. Движение свободного цилиндрического ядра во вращающемся вокруг горизонтальной оси цилиндре (ядро совершает круговые колебания относительно полости под действием силы тяжести) теоретически и экспериментально исследовалось в работе [7]. Показано, что ядро совершает дифференциальное вращение под действием осредненных сдвиговых напряжений, генерируемых в осциллирующих пограничных слоях на твердых границах ядра и полости. Аналогичным образом ведет себя свободное ядро сферической формы во вращающейся сферической полости [14]. В обоих случаях скорость дифференциального вращения ядра $|\Delta\Omega|/\Omega_{rot}$ определяется отношением

$$\frac{|\Delta\Omega|}{\Omega_{rot}} \sim \frac{b^2}{R_1\delta},$$

где b — амплитуда колебаний ядра относительно полости; $\delta \equiv \sqrt{2\nu/\Omega_{rot}}$ — толщина осциллирующего пограничного слоя. Для ядра сферической формы размером $R_1/R_2 = 0,49$ в области устойчивого осесимметричного движения выполняется соотношение $|\Delta\Omega|/\Omega_{rot} = 0,17b^2/(R_1\delta)$. В работе [14] установлено, что скорость движения жидкости $\Delta\Omega_L \equiv \Delta v_L/r$ в сферическом слое пропорциональна $\Delta\Omega$. В рассматриваемом случае ядро не совершает дифференциального вращения, но колеблется относительно полости с амплитудой b . Можно предположить, что в отсутствие дифференциального вращения ядра параметр $b^2/(R_1\delta)$ также определяет безразмерную азимутальную скорость течения жидкости.

Азимутальная скорость отстающего движения жидкости в экстремуме $|\Delta\Omega_{L\max}|/\Omega_{rot}$ на расстоянии $r/R_2 = 0,5$ не зависит от ее вязкости; результаты всех экспериментов хорошо согласуются на плоскости безразмерных параметров $b^2/(R_1\delta)$, $|\Delta\Omega_{L\max}|/\Omega_{rot}$ (рис. 5). С увеличением значения параметра $b^2/(R_1\delta)$ скорость жидкости линейно увеличивается.

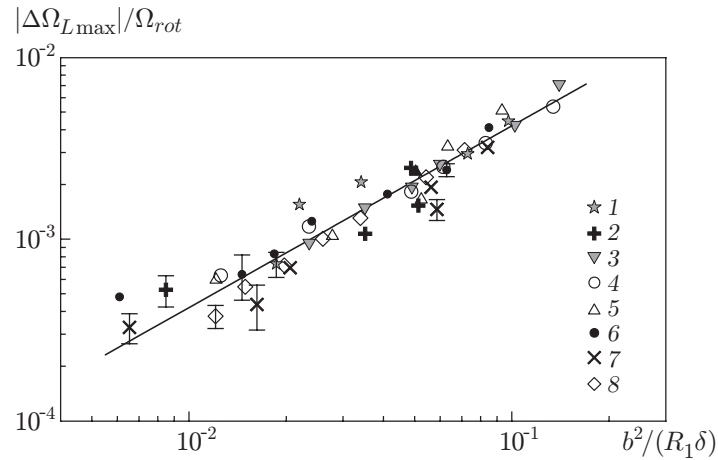


Рис. 5. Зависимость скорости дифференциального вращения жидкости в экстремуме при $r/R_2 = 0,5$ (см. рис. 3,б) от параметра $b^2/(R_1\delta)$ при различных значениях кинематической вязкости:

1 — $\nu = 2,9 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 2 — $\nu = 3,3 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 3 — $\nu = 4,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 4 — $\nu = 5,4 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 5 — $\nu = 5,8 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 6 — $\nu = 6,7 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 7 — $\nu = 9,0 \cdot 10^{-6}$ м²/с, 8 — $\nu = 11,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с; вертикальные отрезки — разброс значений

Это свидетельствует о том, что при колебаниях ядра во вращающейся полости механизм генерации осредненного движения определяется нелинейными эффектами в осциллирующих пограничных слоях и не зависит от дифференциального вращения ядра. Такая квадратичная зависимость интенсивности азимутального течения от амплитуды колебаний характерна также для других типов периодических возмущений во вращающихся системах (прецессия, либрации, эллиптическая деформация) [10]. Заметим, что при фиксированном значении амплитуды колебаний ядра b/R_1 скорость жидкости в геострофических цилиндрах изменяется по закону $|\Delta\Omega|/\Omega_{rot} \sim \Omega_{rot}^{1/2} R_1/\nu^{1/2} \sim E^{-1/2}$ ($E \equiv \nu/(\Omega_{rot} R_1^2)$ — число Экмана).

В работах [8, 18] показано, что устойчивость осредненного осесимметричного течения, возбуждаемого колебаниями свободного ядра, зависит от числа Рейнольдса $Re \equiv |\Delta\Omega| R_1^2/\nu$. Неустойчивость проявляется в серии критических переходов. Первое пороговое значение, при $Re = 54$, обусловлено развитием вихрей внутри столба Тейлора [8]. Эксперименты проводятся при малых значениях числа Экмана $E < 10^{-3}$. Учитывая, что скорость $\Delta\Omega$ пропорциональна скорости жидкости $\Delta\Omega_L$ [14], которая, в свою очередь, определяется амплитудой колебаний ядра $\Delta\Omega_L \sim \Omega_{rot} b^2/(R_1\delta)$ (см. рис. 5), для случая колеблющегося, но не вращающегося ядра введем число Рейнольдса в виде

$$Re_b \equiv \frac{b^2 \Omega_{rot} R_1}{\delta \nu}.$$

Поскольку в случае свободного ядра амплитуда колебаний тела практически не отличается от амплитуды колебаний в случае, когда дифференциальное вращение ограничено упругой леской (см. рис. 2), числа Рейнольдса Re и Re_b связаны соотношением $Re = 0,17 Re_b$. При больших значениях Re_b нарушается осевая симметрия течения, однако в настоящей работе этот диапазон значений числа Рейнольдса не рассматривается, обсуждаются результаты исследований в области устойчивого осесимметричного движения жидкости при $Re_b < 320$.

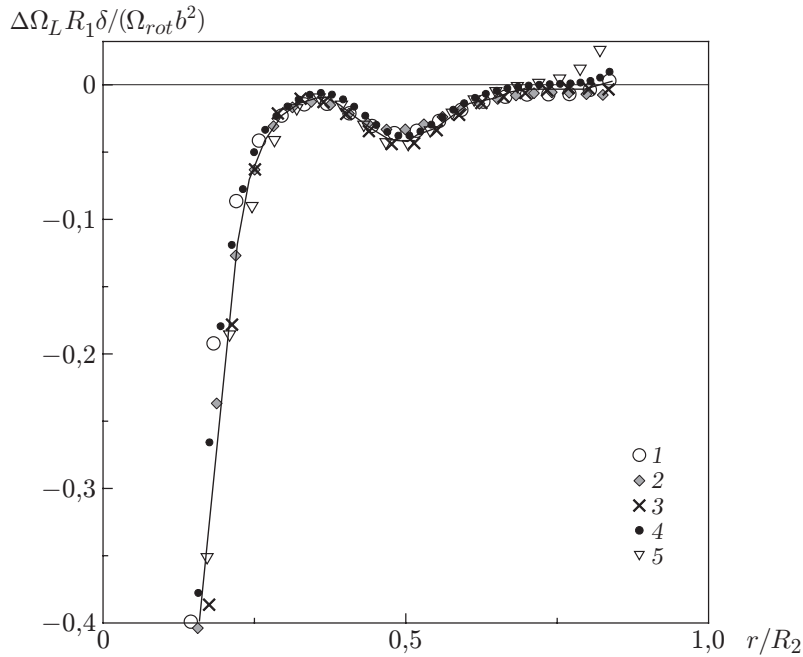


Рис. 6. Зависимость безразмерной угловой скорости осесимметричного движения жидкости в сечении $z/R_2 = 0,56$ от r/R_2 при различных значениях кинематической вязкости и числа Рейнольдса:

1 — $\nu = 11,1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $Re_b = 105$, 2 — $\nu = 9,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $Re_b = 135$, 3 — $\nu = 6,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $Re_b = 162$, 4 — $\nu = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $Re_b = 256$, 5 — $\nu = 5,9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $Re_b = 283$

Из рис. 5 следует, что угловая скорость дифференциального вращения жидкости определяется по формуле $\Omega_{rot} b^2 / (R_1 \delta)$. Профили безразмерной угловой скорости вращения жидкости представлены на рис. 6. На плоскости выбранных параметров экспериментальные точки, полученные для различных значений вязкости жидкости и амплитуды колебаний ядра, хорошо согласуются между собой. Найденный профиль является универсальным для устойчивого осесимметричного движения жидкости в области малых значений числа Экмана $E < 10^{-3}$.

Влияние дифференциального вращения ядра на структуру течения. Принцип суперпозиции. Как установлено в работе [8], в случае свободного ядра осциллирующие пограничные слои, с одной стороны, генерируют в жидкости двумерное азимутальное течение [14], с другой — вызывают дифференциальное вращение самого ядра. Это вращение, в свою очередь, должно вызывать течение жидкости ($\Delta\Omega_L^E$) в виде столба Тейлора — Праудмена [19] и вносить вклад в результирующее течение, возбуждаемое свободным ядром ($\Delta\Omega_L^{Free}$). Для оценки этого вклада проводились дополнительные измерения скорости в случае заданного дифференциального вращения ядра, расположенного в центре полости.

Сферическое тело радиусом $R_1 = 1,27 \text{ см}$ закрепляется в геометрическом центре полости на металлическом стержне диаметром $4,0 \text{ мм}$, расположенном на оси вращения. Радиус полости равен $R_2 = 2,60 \text{ см}$, относительный размер ядра имеет то же значение, что и в экспериментах с телом на леске: $R_1/R_2 = 0,49$. Стержень, установленный в герметизирующих сальниках, может вместе с ядром свободно вращаться относительно полости. Вращение ядра Ω_s с точностью до $0,01 \text{ с}^{-1}$ задается шаговым двигателем, вал которого соединен со стержнем. Скорость вращения кюветы Ω_{rot} с той же точностью задается независимо от скорости вращения ядра посредством ременной передачи от дополнительного шагового двигателя.

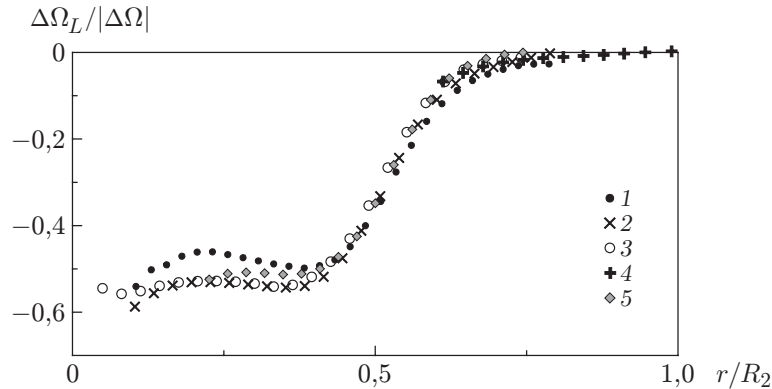


Рис. 7. Профиль скорости жидкости при заданной скорости дифференциального вращения ядра $\Delta\Omega$ (в отсутствие его колебаний) при $\nu = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\Omega_{rot} = 113 \text{ с}^{-1}$ и различных значениях числа Рейнольдса Re и координаты z/R_2 :

1 — $Re = 27$, $z/R_2 = 0,56$, 2 — $Re = 44$, $z/R_2 = 0,56$, 3 — $Re = 65$, $z/R_2 = 0,56$, 4 — $Re = 65$, $z/R_2 = 0,17$, 5 — $Re = 100$, $z/R_2 = 0,56$

Эксперименты проводятся следующим образом. Первоначально кювета и ядро приводятся в равномерное вращение с одинаковыми скоростями ($\Omega_{rot} = \Omega_s$). Далее при постоянном значении Ω_{rot} скорость вращения ядра Ω_s постепенно уменьшается на величину $|\Delta\Omega|$. После установления стационарного режима движения жидкости с помощью описанного выше PIV-метода определяется значение азимутальной скорости жидкости.

При $|\Delta\Omega| = 0$ жидкость, ядро и полость вращаются как твердое тело. При малых значениях $|\Delta\Omega|$ течение является осесимметричным и имеет вид столба Тейлора — Праудмена. Профили безразмерной скорости при различных значениях Re представлены на рис. 7. За пределами столба жидкость вращается практически как твердое тело вместе с кюветой, внутри столба — со скоростью $\Delta\Omega_L^E \approx |\Delta\Omega|/2$. Непрерывность азимутальной компоненты скорости жидкости внутри и за пределами столба Тейлора — Праудмена обеспечивают сдвиговые слои Стюартсона. Полученные профили скорости хорошо согласуются с результатами теоретических исследований [19], которые показывают, что при малых числах Экмана $E \ll 1$ жидкость внутри столба вращается со скоростью, значение которой является промежуточным между значениями скоростей внешней и внутренней сфер. При выборе скорости дифференциального вращения ядра $|\Delta\Omega|$ в качестве единицы измерения скорости жидкости $\Delta\Omega_L^E$ профили скорости при различных значениях скорости вращения внутреннего ядра согласуются между собой. Полученные результаты справедливы для области устойчивости осесимметричного движения.

Сравнение профилей показывает, что течение, генерируемое колеблющимся ядром (см. рис. 6), качественно отличается от течения при заданном дифференциальном вращении (см. рис. 7). В первом случае осредненное течение имеет вид вложенных коаксиальных столбов, вращающихся с различными скоростями, во втором — структура течения имеет вид столба Тейлора — Праудмена, вытянутого вдоль оси вращения. Можно предположить, что при одновременном действии двух механизмов, связанных с колебаниями и дифференциальным вращением ядра, результирующее движение жидкости является линейной суперпозицией описанных выше течений. Это справедливо в области устойчивого осесимметричного движения в предельном случае малых значений числа Экмана. Тогда представим скорость $\Delta\Omega_L^{Free}$ движения жидкости, генерируемого свободным колеблющимся ядром, в виде суммы $\Delta\Omega_L + \Delta\Omega_L^E$. На рис. 8 приведены профиль скорости для свободного колеблющегося ядра [14] и профиль, полученный в результате сложения двух компонент

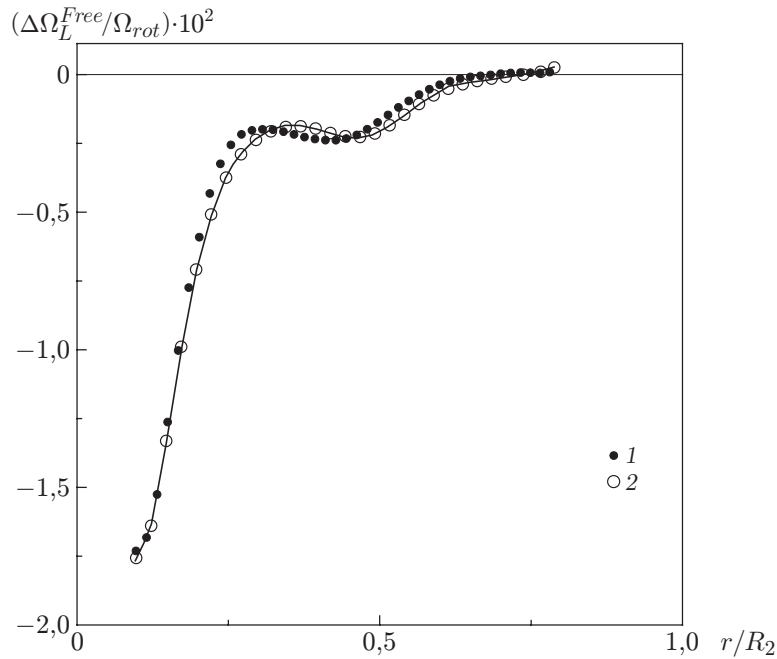


Рис. 8. Профили осредненной угловой скорости жидкости в случае свободного колеблющегося ядра (1) [14] и в случае расчета по формуле $\Delta\Omega_L^{Free} \equiv \Delta\Omega_L + \Delta\Omega_L^E$ (2) при $z/R_2 = 0,56$, $E^{-1} = 11\,000$, $Re = 44$, $Re_b = 283$

скорости жидкости (точки 2), при $E^{-1} = 11\,000$, $Re = 44$, $Re_b = 283$. Видно, что структуры течения подобны, а значения скоростей $\Delta\Omega_L^{Free}$ хорошо согласуются во всем диапазоне r/R_2 . В обоих случаях скорость дифференциального вращения ядра $\Delta\Omega$ одинакова.

Заключение. Экспериментально исследовано осредненное течение, генерируемое во вращающейся сферической полости круговыми колебаниями ядра в отсутствие его собственного дифференциального вращения. Установлено, что структура осредненного течения представляет собой несколько вложенных жидких столбов, вращающихся с различными угловыми скоростями. Это течение обусловлено наличием нелинейных эффектов в осциллирующих пограничных слоях. Интенсивность азимутального движения жидкости в столбах пропорциональна квадрату амплитуды колебаний ядра.

Результаты исследования подтверждают гипотезу, что осредненное движение жидкости, возбуждаемое свободным колеблющимся ядром [14], является суперпозицией движения, возбуждаемого дифференциальным вращением ядра (в виде столба Тейлора — Праудмена под действием экмановского механизма генерации потоков), и осредненного движения, генерируемого в осциллирующих пограничных слоях вблизи границ полости и ядра. Сравнение с результатами исследований для свободного ядра [14] свидетельствует о том, что рассматриваемые механизмы генерации течений в области устойчивости осесимметричного движения являются независимыми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голицын Г. С. Введение в динамику планетных атмосфер. Л.: Гидрометеоиздат, 1973.
2. Cardin P., Olson P. Experiments on core dynamics. N. Y.: Elsevier, 2007. P. 319–343. (Treatise on geophysics; V. 8).

3. **Беляев Ю. Н.** Течения вязкой жидкости во вращающихся сферических слоях и их устойчивость / Ю. Н. Беляев, И. М. Яворская. М.: ВИНТИ, 1980. (Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа; Т. 15).
4. **Munson B. R., Menguturk M.** Viscous incompressible flow between concentric rotating spheres. Pt 3. Linear stability and experiment // J. Fluid Mech. 1975. V. 69, pt 4. P. 705–719.
5. **Жиленко Д. Ю., Кривоносова О. Э.** Квазидвумерная и трехмерная турбулентность во вращающихся сферических слоях жидкости // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101, № 8. С. 583–588.
6. **Hoff M., Harlander U., Egbers C.** Experimental survey of linear and non-linear inertial waves and wave instabilities in a spherical shell // Fluid Mech. 2016. V. 789. P. 589–616.
7. **Козлов В. Г., Козлов Н. В.** Вибрационный гидродинамический волчок // Докл. АН. 2007. Т. 415, № 6. С. 759–762.
8. **Козлов В. Г., Козлов Н. В., Субботин С. В.** Движение жидкости и твердого ядра в сферической полости, вращающейся во внешнем силовом поле // Докл. АН. 2014. Т. 454, № 2. С. 173–177.
9. **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 // Phys. Fluids. 2015. V. 27, N 12. 124101.
10. **Le Bars M., Cébron D., Le Gal P.** Flows driven by libration, precession, and tides // Annual Rev. Fluid Mech. 2015. V. 47. P. 163–193.
11. **Morize C., Le Bars M., Le Gal P., Tilgner A.** Experimental determination of zonal winds driven by tides // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. 214501.
12. **Busse F. H.** Mean zonal flows generated by librations of a rotating spherical cavity // J. Fluid Mech. 2010. V. 650. P. 505–512.
13. **Noir J., Jault D., Cardin P.** Numerical study of the motions within a slowly precessing sphere at low Ekman number // J. Fluid Mech. 2001. V. 437. P. 283–299.
14. **Kozlov V. G., Kozlov N. V., Subbotin S. V.** Steady flows excited by circular oscillations of free inner core in rotating spherical cavity // Europ. J. Mech. B. Fluids. 2016. V. 58, N 4. P. 85–94.
15. **Thielicke W., Stamhuis E. J.** PIVlab — towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in MATLAB // J. Open Res. Software. 2014. V. 2, N 1. e30.
16. **Гринспен Х.** Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975.
17. **Kerswell R.** On the internal shear layers spawned by the critical regions in oscillatory Ekman boundary layers // J. Fluid Mech. 1995. V. 298. P. 311–325.
18. **Kozlov V. G., Kozlov N. V., Subbotin S. V.** Influence of an external force field on the dynamics of a free core and fluid in a rotating spherical cavity // Phys. Fluids. 2015. V. 27, N 7. 074106.
19. **Schaeffer N., Cardin P.** Quasi-geostrophic model of the instabilities of the Stewartson layer in flat and depth varying containers // Phys. Fluids. 2005. V. 17. 104111.

*Поступила в редакцию 21/X 2016 г.,
в окончательном варианте — 22/XI 2016 г.*