

УДК 532.527

© 1998 г. Б.М. БУБНОВ, П.Ф. ЛИНДЕН

ДИФфуЗИОННАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЛИНЕЙНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Проведено экспериментальное исследование скоростных характеристик циркуляции, возникающей в однородно вращающейся и линейно стратифицированной по плотности жидкости. Показано, что возможны различные волновые и вихревые режимы движений, в которых скорости жидкости могут достигать 1 см/с. При некоторых параметрах системы существует стационарный режим твердотельного вращения.

Хотя движение вращающихся и стратифицированных жидкостей достаточно долгое время привлекает интерес исследователей в области геофизической гидродинамики, многие основные режимы движений изучены недостаточно хорошо. Во вращающейся жидкости, в которой существует градиент температуры или химической концентрации, невозможно твердотельное вращение (или отсутствие движения жидкости относительно вращающейся системы координат) [1–4]. За счет диффузии (концентрации или температуры) через искривленные поверхности равной плотности в плоскостях, параллельных оси вращения, возникает меридиональная циркуляция (Эддингтона – Свита), которая под действием силы Кориолиса создает в жидкости азимутальную циркуляцию в плоскости, перпендикулярной оси вращения системы. При температурной стратификации в кольцевых вращающихся сосудах (распространенная лабораторная модель общей циркуляции атмосферы и бароклинической неустойчивости [5, 6]), такая циркуляция обычно называется нижним осесимметричным режимом, в то время как для плотностной стратификации употребляется более общий термин "диффузионная циркуляция" [2, 3].

При проведении экспериментов во вращающейся жидкости при наличии плотностной стратификации (распространенное в геофизической гидродинамике изучение движения фронтов и вихрей) циркуляция существует практически всегда. Отдельные исследования этой циркуляции проводились, именно, как изучение "паразитических эффектов", усложняющих проведение основных экспериментов [2, 3]. Было показано, что такая циркуляция может быть достаточно интенсивной [2], а также что в системе может развиваться бароклиническая неустойчивость, вызывая в случае двухслойной жидкости периодические волновые возмущения поверхности раздела [3]. Однако можно сформулировать следующее общепринятое мнение: а) диффузионная циркуляция всегда существует, но она мала по сравнению с основными движениями и ею можно пренебречь; б) твердотельное вращение в стратифицированной жидкости невозможно.

В настоящей работе проводится попытка экспериментального исследования режимов движения циркуляции в линейно стратифицированной по плотности жидкости, вращающейся с постоянной угловой скоростью вокруг вертикальной оси.

1. Теория. В [7–10] представлена линейная теория движения вращающейся стратифицированной жидкости при температурной стратификации. Для случая плотностной стратификации уравнения, описывающие стационарное движение вязкой несжимаемой жидкости, в системе координат, вращающейся с постоянной угловой скоростью Ω

вокруг вертикальной оси, записываются в виде

$$(\nabla \nabla) \mathbf{V} + 2\Omega \mathbf{k} \times \mathbf{V} = -(\nabla P) / \rho - g \mathbf{k} + (\Omega^2 / 2) \nabla | \mathbf{k} \times \mathbf{r} |^2 + \nu \nabla^2 \mathbf{V}$$

$$\nabla \mathbf{V} = 0$$

$$\nabla \nabla \rho = k \nabla^2 \rho$$

Здесь \mathbf{V} , P , ρ – скорость, давление и плотность жидкости в точке с радиусом-вектором \mathbf{r} , ν и k – постоянные молекулярные коэффициенты вязкости и диффузии, \mathbf{k} – единичный вертикальный вектор. В невращающейся жидкости предполагается линейное изменение плотности с высотой $\rho = \rho_0 - \Delta \rho z / H$, где z – вертикальная координата, а H – толщина слоя, ρ_0 – значение плотности при $z = 0$. Это же изменение характеризуется постоянством частоты Вайсала–Брента $N^2 = g(\nabla \rho / \rho_0) = g(\Delta \rho / H \rho_0) = \text{const}$ или $\rho = \rho_0(1 - zN^2/g)$. В случае отсутствия движений относительно вращающейся системы координат можно показать, что $\rho = \rho_s = \rho_0[1 - \beta(z - \Omega^2 r^2 / 2g)]$, где β – произвольная функция. В [8] при рассмотрении температурной стратификации предполагается, что параметр $\Omega^2 r^2 / g$ достаточно мал и им можно пренебречь, а также, что β – линейная функция и зависит только от z . При этом горизонтальный градиент температуры определяет меридиональную циркуляцию. При однородной температуре и плотностной стратификации горизонтальный градиент плотности определяется именно параболическостью изопикнических (равной плотности) поверхностей, поэтому для линейной плотностной стратификации

$$\rho = \rho_s = \rho_0[1 - (N^2/g)(z - \Omega^2 r^2 / 2g)] \quad (1.1)$$

откуда член $\nabla^2 \rho = 2\rho_0 N^2 \Omega^2 / g^2$ постоянен в пространстве и положителен. Такое возрастание плотности при удалении от оси вращения приводит к тому, что граничные условия на стенках сосуда играют важную роль. Поэтому исследование движения вращающейся стратифицированной жидкости проводится в различных областях [5–10]: а) выделяется основная внутренняя область, в которой выполняется геострофический баланс, пренебрегается вязкостью и предполагается, что изопикны имеют параболическую форму; б) рассматриваются процессы в пограничных слоях как в горизонтальных, так и вертикальных. На твердых вертикальных границах отсутствие потока массы через них приводит к тому, что изопикнические линии вблизи границ из параболических становятся горизонтальными, что приводит к возникновению вертикальных движений, направленных вниз.

Во внутренней области [8] выполняется геострофическое приближение, описываемое уравнением термического ветра. В нем азимутальная скорость V определяется горизонтальным градиентом плотности $\partial V / \partial z = g(\partial \rho / \partial r) / (2\Omega \rho_0)$. Предположим, что течения по краям сосуда слабо изменяют профиль плотности во внутренней области и этот профиль можно представить уравнением (1.1). Тогда азимутальная скорость на глубине h после интегрирования по высоте z от 0 до h , может быть представлена в виде

$$V_h = \int (\partial V / \partial z) dz = (rhN^2 \Omega) / g \quad (1.2)$$

Число Россби Ro_h для диффузионной циркуляции определим по скорости на высоте h

$$Ro_h = V_h / (r\Omega) = hN^2 / g = (h / H)(\Delta \rho / \rho_0)$$

Максимальное число Россби для диффузионной циркуляции зависит только от разности плотности на всей глубине $Ro = \Delta \rho / \rho_0$.

Пограничные слои, возникающие на горизонтальных твердых поверхностях, – обычные экмановские слои толщиной $l_E = (\nu / \Omega)^{1/2} = RE^{1/2}$ (где R – радиус сосуда, а $E = \nu / \Omega R^2$ – число Экмана) [7–9]. На вертикальных твердых границах при слабой стратификации могут возникать стюартсоновские пограничные слои (с безразмерной толщиной $E^{1/3}$ или $E^{1/4}$). При сильной стратификации (а именно такой случай и

рассматривается здесь) возникает еще более тонкий слой плавучести, определяемый как числом E , так и стратификацией N .

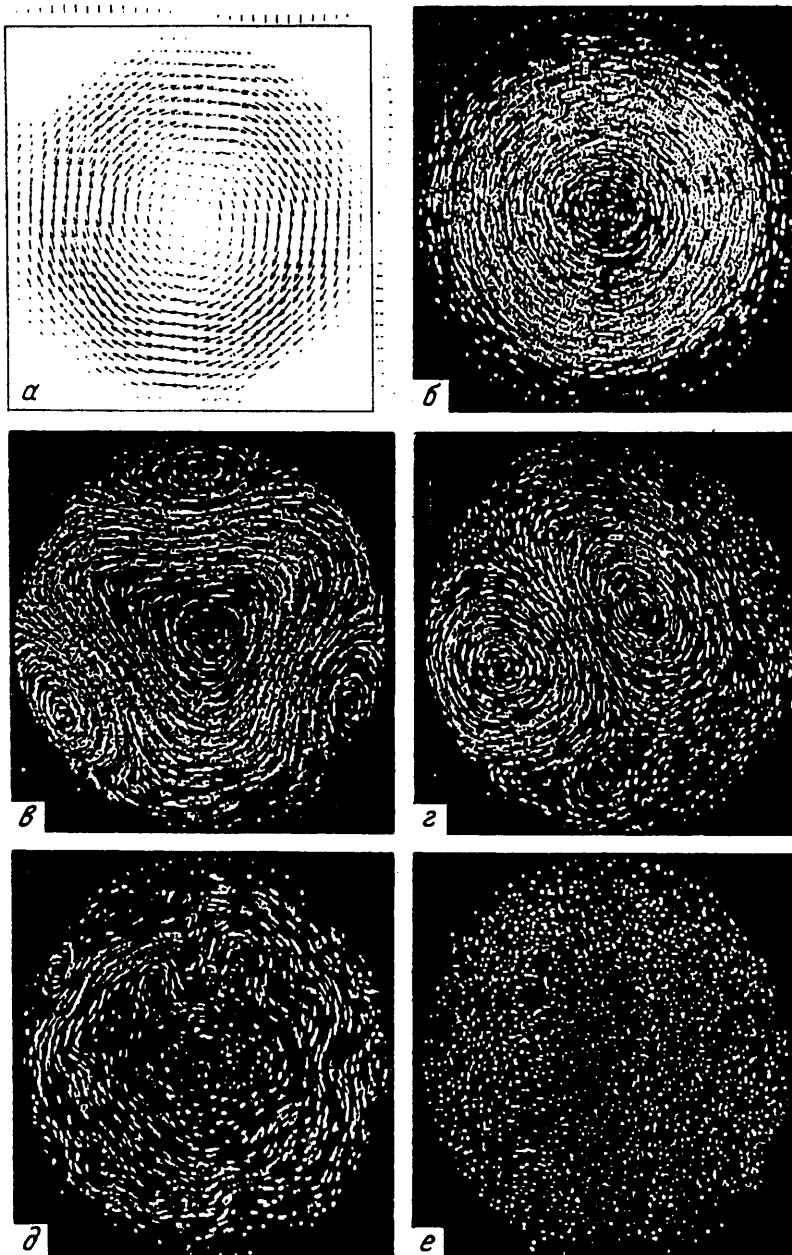
2. Экспериментальная установка. Эксперименты по изучению циркуляции проводились как первая часть экспериментов по изучению турбулентности, созданной источниками и стоками в стратифицированной жидкости [4]. Прежде чем источники и стоки массы по бокам сосуда включались, исследовалось образовавшееся после закрутки движения жидкости. Сосуд, выполненный из органического стекла, с квадратным основанием 61×61 см² и высотой 44,5 см смонтирован по центру стола диаметром 1 м. Стол вращается с постоянной угловой скоростью Ω вокруг вертикальной оси. Величина скорости вращения постоянна с точностью 10^{-4} . Для простоты в экспериментах использовались фиксированные значения угловой скорости вращения $\Omega = 0; 0,2; 0,4; 0,8; 1,2; 1,6$ и 2 с⁻¹.

Первоначально пустой сосуд начинает вращаться с постоянной угловой скоростью Ω , а затем со дна сосуда через небольшие отверстия начинает подаваться раствор с переменной соленостью. Такая процедура используется потому, что если раскручивать сосуд с созданной в нем линейной стратификацией, то такую раскрутку надо производить от нулевой скорости, увеличивая ее очень небольшими шагами, чтобы не возникли существенные изменения начальной стратификации. Линейная стратификация солености создается обычным двухсосудным способом. Определение величины и линейности стратификации производилось при помощи проб, которые в обычных экспериментах выбирались на четырех горизонтальных уровнях, а в дополнительных для проверки линейности – значительно чаще. В экспериментах использовались четыре различные значения стратификации $N = 0,58; 0,87; 1,04$ и 2 с⁻¹. Обычная высота заполнения сосуда жидкости была $H = 30$ см, только для стратификации $N = 2$ с⁻¹ $H = 18,5$ см.

Во всех экспериментах циркуляция возникала сразу после того, как прекращались возмущения в жидкости, связанные с ее поступлением снизу. Время прекращения возмущений и создания циркуляции с момента прекращения заливки не превышало 5 мин. Образующая циркуляция не является следствием эффектов нестационарности закрутки (спинапа): для проверки этого в жидкости устанавливались специальные вертикальные перегородки, которые разрушали глобальную циркуляцию и предотвращали спинап. После того как такие перегородки из сосуда вынимались и нерегулярные возмущения, связанные с удалением этих перегородок, затухали, в системе примерно за такое же время (не более 5 мин) устанавливалось циркуляционное движение жидкости. Время его изучения составляло несколько часов (обычно 20).

Поле скорости и картина движений определялись на высоте $h = 12$ см от дна сосуда. Для визуализации использовались частицы нейтральной плавучести (Pliolite VT) приблизительно 0,5 мм в диаметре. Достоинство этих частиц заключается в хорошей отражательной способности и в возможности подбора их плотности, что позволяет выбирать частицы, которые располагаются на нужном горизонте в стратифицированной жидкости. Различными по плотности частицами можно выделять различные горизонты в жидкости. Выбранный уровень освещается плоским световым ножом сбоку сосуда, а движение частиц фиксируется сверху при помощи видеокамеры, смонтированной на вращающейся платформе. Во всех экспериментах толщина светового луча составляла 5 мм.

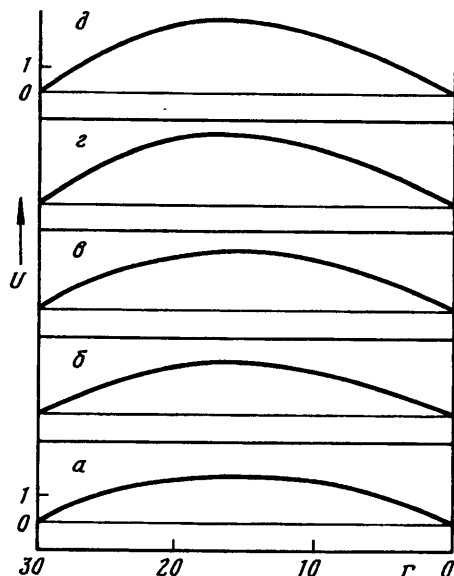
Видеозаписи движений частиц обрабатывались и с использованием системы DigImage, разработанной в Кэмбриджском университете [4, 11, 12]. Обычно обрабатывались треки примерно 2000 частиц в каждом кадре и скорости определялись по видеофильму с частотой выборки кадров 6,25 Гц. Максимальная ошибка в определении скорости не превышала 5%. Примеры поля скоростей различных режимов, полученные таким методом, представлены на фиг. 1, а, где величина стрелок в данной точке соответствует скорости, масштаб скорости указан в мм/с (стрелка сбоку), а выведенные справа и сверху стрелки, соответствуют осредненным значениям скорости по двум взаимно перпендикулярным направлениям (оси абсцисс и ординат).



Фиг. 1. Примеры картины движений и поля скорости в различных режимах: *a* и *б* – осесимметричном, *в* и *г* – волновом, *д* – нерегулярном, *е* – твердотельного вращения

3. Экспериментальные результаты. На фиг. 1 изображены наблюдаемые в экспериментах примеры движения частиц в различных режимах.

Во всех проведенных экспериментах через некоторое время после окончания заполнения сосуда и затухания возмущений, связанных с созданием стратификации, образуется осесимметричная циркуляция (фиг. 1, *a*, *б*). Характерные скорости движения жидкости азимутальной циркуляции зависят от внешних параметров (см. ниже) и достигают сравнительно больших величин, доходя до 1 см/с.



Фиг. 2. Зависимость осредненных скоростей циркуляции U (мм/с) для волнового режима от расстояния r (см) в различные периоды времени t : $a - 10$, $б - 20$, $в - 30$, $г - 40$, $д - 50$ мин, $N = 1,04 \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 2 \text{ с}^{-1}$

Согласно (1.2), азимутальная компонента скорости циркуляции увеличивается линейно пропорционально расстоянию r от центра, однако из-за влияния стенок сосуда и искривления параболической формы изопокны и вязкости, максимальная скорость наблюдается на некотором расстоянии от центра сосуда r_m , которое изменяется с течением времени. В осесимметричном режиме (фиг. 1, a и $б$) начальное развитие осесимметричного вихря происходит так же, как и в волновом режиме, но движение максимума скорости к боковым стенкам останавливается при достижении им симметричного состояния, при котором устанавливается стационарный профиль скорости с максимумом примерно на расстоянии $R/2$ от центра сосуда. Для других режимов поле скоростей меняется с течением времени: периодически в волновом режиме, затухая с течением времени в режиме твердотельного вращения и изменяясь сложным образом в нерегулярном режиме.

Рассматривается представленное на фиг. 2 изменение с течением времени осредненной скорости движения жидкости в волновом режиме (увеличенные стрелки справа и вверху за пределами сосуда на фиг. 1, $б$). Через $t = 10$ мин после установления циркуляции (фиг. 2) максимальная скорость наблюдается на расстоянии, примерно равном $r_m = 0,4 R = 12$ см. В экспериментах для значения R берется радиус возникшего кругового движения, т.е. в нашем случае, минимальное расстояние от центра до стенок сосуда $R \approx 30$ см.

С течением времени происходит увеличение скоростей в периферийной части сосуда (слева от первоначального максимума) и максимальная скорость наблюдается ближе к стенкам сосуда ($r_m = 17$ см при $t = 50$ минут). При этом скорость перемещения максимума составляет $V_m \approx 0,015$ мм/с или более чем на два порядка меньше характерных скоростей азимутальной циркуляции. При приближении максимума скоростей к боковым стенкам и увеличении максимальной скорости осесимметричная циркуляция становится неустойчивой, развивается бароклинная неустойчивость и возникают волновые движения.

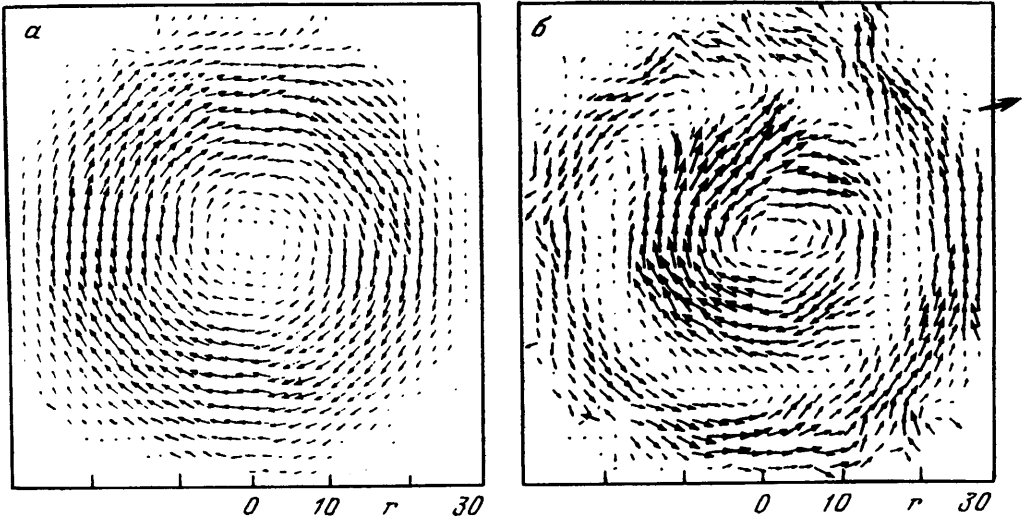
Впервые бароклинная неустойчивость в стратифицированной по плотности жидкости была, по-видимому, рассмотрена в [3] на примере двухслойной жидкости. Волновые движения могут развиваться в виде обычных бароклинных волн с различными значениями волнового числа: $m = 2$ и 3 (фиг. 1, в), аналогичных наблюдаемым во вращающихся неоднородно нагретых кольцевых сосудах [13, 14]. С течением времени эти волновые возмущения переходят в систему небольшого числа (от одного до четырех) неравнозначных вихрей, которые взаимодействуют друг с другом сложным образом (пример двух вихрей изображен на фиг. 1, з).

Процесс перестройки осесимметричного течения может принимать различные формы, при этом картина перестройки движения зависит от расстояния от дна сосуда и максимально интенсивна на свободной верхней поверхности, где наблюдаются максимальные скорости циркуляции. Так, в некоторых экспериментах на поверхности жидкости при перестройке осесимметричное движение распалось на два и более вихрей, в то время как на высоте $H/2$ наблюдалось только незначительное изменение циркуляции. Окончательным результатом такого сложного взаимодействия вихрей и волн (что происходит в течение 30–50 мин) являются переход к первоначальному состоянию (фиг. 2, а) и образование осесимметричного вихря с максимумом скорости ближе к центру сосуда. Затем процесс повторяется.

Рассматривается развитие движения жидкости в режиме твердотельного вращения на примере фиг. 3 и 4. На фиг. 3 изображены поля скоростей в различные периоды времени после того, как максимум скорости достиг крайнего левого положения и начал свое передвижение в обратном направлении, что произошло при данных внешних параметрах системы $N = 2 \text{ с}^{-1}$ и $\Omega = 1,6 \text{ с}^{-1}$ через 95 мин после окончания заполнения сосуда линейной стратификацией, а на фиг. 4 – соответствующие значения максимальных скоростей. Первоначально в системе, как и в других режимах, образуется осесимметричная циркуляция с максимумом скорости, расположенным ближе к центру, затем происходит увеличение скоростей и смещение максимума к стенкам сосуда. Однако из-за сильной стратификации (большое значение $N = 2 \text{ с}^{-1}$), которая не позволяет волновым движениям развиваться, азимутальная циркуляция (в отличие от волнового режима) не теряет своей устойчивости (фиг. 3, а и 4, б). При приближении максимума к стенкам сосуда происходит постепенное затухание скоростей внутри жидкости с параллельным смещением максимума скоростей в обратном направлении, т.е. к центру сосуда (4, з). Далее кроме уменьшения скоростей наблюдается вращение жидкости в разных направлениях в центре и вблизи стенок сосуда (фиг. 3, б и 4, е, ж). Затем все движения прекращаются и возникает твердотельное вращение жидкости (отсутствует движение относительно вращающихся стенок сосуда), которое сохраняется до конца эксперимента. При этом бароклинные движения затухают, а диффузионная циркуляция не должна существовать.

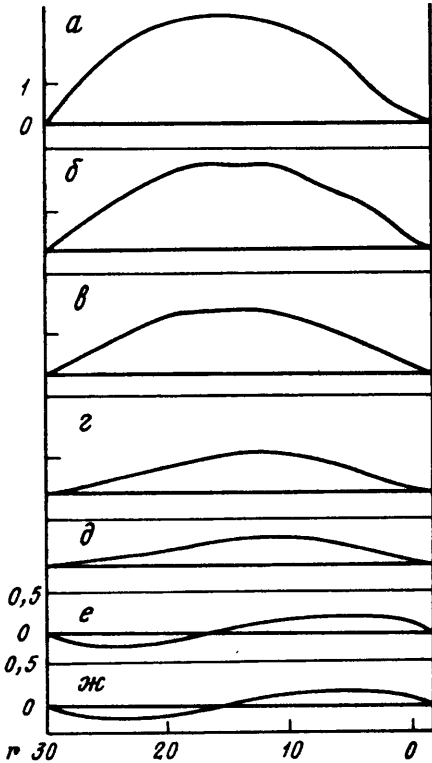
На фиг. 5 для всех рассмотренных режимов представлена зависимость максимальной наблюдаемой в эксперименте азимутальной скорости U от теоретического значения V_h , представленной формулой (1.2). Значение обеих скоростей выбирается при $r = R/2$ и $h = 12 \text{ см}$. Видно, что выражение (1.2) достаточно хорошо соответствует экспериментальным значениям $U = C_U V_h$, при этом величина $C_U = 2$.

Прямых измерений поля плотности в представленных экспериментах не проводилось, однако такие измерения для двухслойной жидкости были рассмотрены в [3]. Анализируя поля скоростей, можно предположить, что в осесимметричном режиме поле плотности стационарно, и изопикны имеют параболическую форму в центральной части сосуда и более плавную по краям, переходящую в нормаль к вертикальной боковой границе. В волновом режиме должно происходить периодическое во времени и в пространстве изменение поля плотности. Так, в период смещения максимума скорости от центра к краям угол наклона между изопикнами и изобарами (который и определяет величину и направление скорости в диффузионной циркуляции) увеличивается к краям. Когда этот угол достигает критического значения за счет бароклинной



Фиг. 3

Фиг. 3. Поля скоростей при образовании режима твердотельного вращения в различные периоды времени t : a – 10, b – 65 мин. Масштаб скорости в мм/с указан справа на фигурах, при этом он значительно увеличен для b

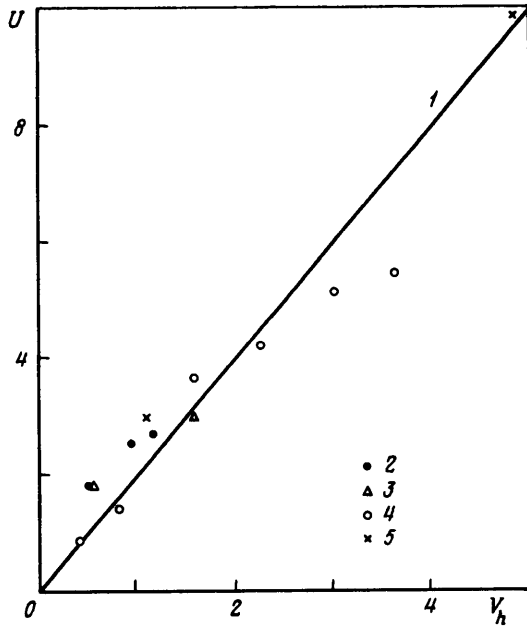


Фиг. 4

Фиг. 4. Зависимость осредненных скоростей циркуляции U (мм/с) для установления режима твердотельного вращения от расстояния r (см) в различные периоды времени t : a – 1, b – 10, $в$ – 20, $г$ – 30, $д$ – 40, $е$ – 55, $ж$ – 65 мин. Все остальные параметры аналогичны

неустойчивости, происходит изменение поля скорости в процессе волновой и вихревой перестройки, которая приводит к уменьшению этого угла.

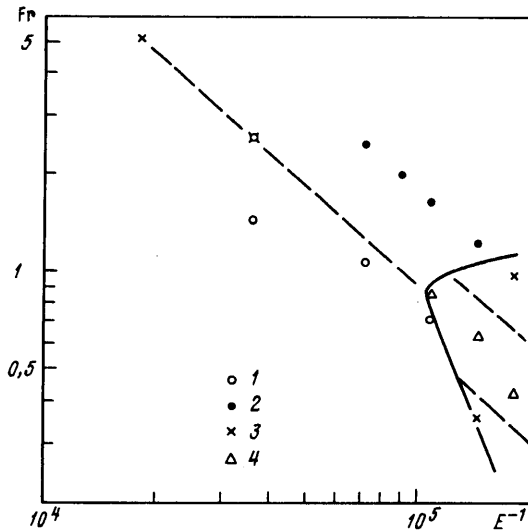
В экспериментах с двухслойной жидкостью [3] амплитуда отклонения границы раздела двух жидкостей в процессе волновых движений доходила до 1 см, при этом наблюдались как относительно низкочастотные (около 2 ч) колебания, обусловленные вихревой перестройкой, так и высокочастотные (порядка 2–5 мин) колебания поверх-



Фиг. 5. Зависимость скорости U (мм/с) от теоретического значения V_h (мм/с), вычисленного согласно (1.2) (кривая 1) для различных режимов циркуляции и значений N : 2 – 0,58, 3 – 0,87, 4 – 1,04, 5 – 2 с^{-1}

ности с амплитудой до 0,5 см, вызванные бароклинными волнами, непрерывно проходящими в жидкости. В режиме твердотельного вращения (или чисто диффузионной циркуляции) на начальной стадии перемещения максимума скорости к краям сосуда поведение поля плотности эквивалентно его поведению в волновом режиме, а в процессе обратного движения максимума скорости к центру и затуханию скоростей циркуляции происходит уменьшение угла между изопикнами и изобарами, причем за счет вертикальных движений на краях сосуда этот угол может изменять знак, что приводит к образованию по краям сосуда циркуляции в противоположном направлении (фиг. 3, в и 4, е, ж). При полном затухании движений относительно стенок сосуда в жидкости, по-видимому, устанавливается такое поле плотности, при котором волновые движения периодически изменяют знак угла между изопикнами и изобарами, что в результате приводит к образованию нулевого азимутального потока. Один из возможных механизмов геометрического взаимодействия на примере внутренних волн рассмотрен в [15].

Диаграмма различных режимов, наблюдаемых в эксперименте, представлена на фиг. 6, на которой в качестве осей выбраны безразмерное вращательное число Фруда $Fr = N/\Omega$, характеризующее относительную роль стратификации и вращения, и обратное число Экмана E^{-1} , пропорциональное угловой скорости вращения системы Ω . Эта диаграмма имеет много общего с известной диаграммой режимов конвективных движений во вращающихся неоднородно нагретых кольцевых сосудах (см., например, [13, 14]), в которых угол между изопикнами и изобарами создается горизонтальной неоднородностью температуры: осесимметричный режим расположен слева внизу от области волновых движений, которая имеет вид наковальни. В тепловых экспериментах осесимметричный режим в этой части диаграммы называется "нижним" и передача тепла в нем осуществляется только теплопроводностью. Вверху диаграммы (фиг. 6) расположен режим твердотельного вращения или диффузионной циркуляции; в



Фиг. 6. Диаграмма различных режимов в осях (Fr , E^{-1}). Обозначения режимов: 1 – нижний осесимметричный, 2 – твердотельного вращения, 3 – нерегулярный, 4 – волновой

тепловых экспериментах в этой области лежит верхний осесимметричный режим, для которого основным движением является конвективный перенос тепла на боковых поверхностях цилиндров. Критическое значение угловой скорости вращения, при котором происходит переход от волнового движения к осесимметричному, близко к единице ($\Omega \approx 1 \text{ с}^{-1}$), так же как и величина вращательного числа Фруда, при которой происходит переход от волнового режима к режиму твердотельного вращения ($Fr \approx 1$).

Заключение. Скорости движения вращающейся с постоянной угловой скоростью линейно стратифицированной по плотности жидкости могут достигать 1 см/с для данных геометрических параметров установки. Эти скорости могут наблюдаться в течение более чем 20 ч после начала экспериментов. В настоящее время многие эксперименты по моделированию во вращающихся стратифицированных средах проводятся на значительно больших по радиусу и высоте сосудах. Поэтому если скорости изучаемых основных течений сравнимы со скоростями циркуляции, то необходимо оценивать влияние этой циркуляции на основные процессы. Кроме оценки скоростей необходимо знать, в каком режиме циркуляции проводятся эксперименты, а также в какой временной стадии данного режима.

При определенных значениях внешних параметров через некоторое время в системе возможно образование режима твердотельного вращения, при котором жидкость внутри сосуда покоится относительно вращающейся системы координат.

Работа выполнена в Отделении прикладной математики и теоретической физики Кембриджского университета (Великобритания) и Институте физики атмосферы РАН им. А.М. Обухова.

Один из авторов (Б.М. Бубнов) пользовался финансовой поддержкой Национального совета по окружающей среде Великобритании (National Environment Research Council) и INTAS 93-405-Ext, которым и выражает свою благодарность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Greenspan H.P.* The Theory of Rotating Fluids. Cambridge: Univ. Press, 1968. 327 p.
2. *Buzina G., Veronis G.* Spin-up of a stratified fluid // *J. Fluid Mech.* 1970. V. 50. Pt 3. P. 579–608.
3. *Griffiths R.W., Linden P.F.* Intermittent baroclinic instability and fluctuations in geophysical circulations // *Nature.* 1985. V. 316. № 6031. P. 801–803.
4. *Linden P.F., Boubnov B.M., Dalziel S.B.* Source-sink turbulence in a rotating stratified fluid // *J. Fluid Mech.* 1995. V. 298. P. 81–112.
5. *Boubnov B.M., Golitsyn G.S.* Convection in Rotating Fluids. Dordrecht–Boston–London: Kluwer Acad. Publ. 1995. 224 p.
6. *Hide R.* Theory of axisymmetric thermal convection in a rotating fluid annulus // *Phys. Fluids* 1967. V. 10. № 1. P. 56–68.
7. *Barcilon V., Pedlosky J.* A unified linear theory of homogeneous and stratified rotating fluids // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 29. Pt 3. P. 609–621.
8. *Barcilon V., Pedlosky J.* Linear theory of rotating stratified fluid motions // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 29. Pt 1. P. 1–16.
9. *Fein J.S.* Boundary layers in homogeneous and stratified-rotating fluids. Gainesville (Fla): Univ. Press Florida, 1978. 128 p.
10. *Carrier G.F.* Some effects of stratification and geometry in rotating fluids // *J. Fluid Mech.* 1965. V. 23. Pt 1. P. 145–172.
11. *Dalziel S.B.* Decay of rotating turbulence: some particle tracking experiments // *Appl. Sci. Res.* 1992. V. 49. № 3. P. 217–244.
12. *Dalziel S.B.* Rayleigh – Taylor instability: experiments with image analysis // *Dyn. Atmos. Oceans.* 1993. V. 20. № 1/2. P. 127–153.
13. *Hide R.* Some experiments on thermal convection in rotating fluids // *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 1953. V. 79. № 339. P. 161.
14. *Hide R., Mason P.J.* Sloping convection in a rotating liquid // *Adv. Phys.* 1975. V. 24. № 1. P. 47–100.
15. *Maas L.R.M., Lam F.P.A.* Geometric focusing of internal waves // *J. Fluid Mech.* 1995. V. 300. P. 1–41.

Москва
Кэмбридж (Великобритания)

Поступила в редакцию
31.V.1996