

УДК 532.529

© 1997 г. Б.М. БУБНОВ, Е. ХОПФИНГЕР

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРУГОВОГО ТЕЧЕНИЯ КУЭТТА В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ

Представлены результаты экспериментального исследования кругового течения Куэтта в линейно стратифицированной по плотности жидкости. Показано, что если вертикальный масштаб движений, возникающий в результате развития неустойчивости азимутального течения, значительно меньше, чем зазор между цилиндрами, то возможны различные режимы движений: спиралеобразный, регулярный вихревой и режим стационарных слоев.

Исследование движения жидкости между двумя концентрическими цилиндрами, вращающимися с различными угловыми скоростями (круговое течение Куэтта), – один из классических примеров изучения гидродинамической неустойчивости. Начиная с работ Куэтта [1] и Тейлора [2], большое количество экспериментальных и теоретических работ посвящено рассмотрению различных режимов движения жидкости и переходов между ними (см., например, [3–5]). Исследовались различные модификации этой проблемы [6–11], включая влияние среднего потока [6, 7] и переменной угловой скорости вращения [8].

Исследования устойчивости движения линейно стратифицированной жидкости при вращающемся внутреннем цилиндре и не вращающемся внешнем теоретически было начато в [12], а экспериментально – в [13–15]. При такой простой постановке задачи наблюдается разнообразие режимов: вихри Тейлора, волновой вихревой режим, модулированные вихри и турбулентные вихри Тейлора. Ввиду трудности доступа русскоязычного читателя к цитируемой литературе и необходимости в проводимом сравнении с ранее полученными результатами коротко опишем основные результаты работ [13–15].

Основные определяющие параметры системы: число Рейнольдса $Re = \Omega a(b-a)/\nu$, безразмерный зазор $\varepsilon = (b-a)/a$ и частота Вайсала – Брента $N = (-g/\rho)(d\rho/dz)^{1/2}$. Здесь a и b – радиусы внутреннего и внешнего цилиндров, Ω – угловая скорость вращения внутреннего цилиндра, ν – кинематическая вязкость, ρ – плотность, а g – ускорение силы тяжести. Также можно ввести дополнительный безразмерный параметр – число Фруда $Fr = \Omega/N$ [13]. Эксперименты [13–15] проводились для цилиндров с внешним радиусом $b = 51$ мм и внутренними радиусами $a = 40, 30$ и 20 мм (соответственно $\varepsilon = 0,275, 0,7$ и $1,55$ при $\mu = b/a = 1,275, 1,7$ и $2,55$). Для однородной жидкости геометрические параметры системы определяют критические значения Re_{cr} и режим движения, при этом характерный масштаб определяется вихрями Тейлора или тороидальными вихрями, имеющими в сечении окружность с диаметром, равным зазору между цилиндрами: $d = b - a$. В стратифицированной жидкости возникает дополнительный вертикальный масштаб h_s , который может быть оценен из условия перехода кинетической энергии, полученной от вращающегося внутреннего цилиндра $\rho\Omega^2 a^2$, в потенциальную $\Delta\rho gh_s$.

Для кругового течения Куэтта в стратифицированной жидкости появляется дополнительный внутренний безразмерный параметр $\delta_s = h_s/d$, по которому можно провести

классификацию движения жидкости: при малых $\delta_s \ll 1$ движение в большой степени определяется стратификацией, а при $\delta_s > 1$ реализуются режимы течения однородной жидкости, трансформированные стратификацией. При размерах зазора между цилиндрами $b - a = 11$ мм (и равных ему размерах вихрей Тейлора) и используемых параметрах стратификации $0,35 < N < 1,78$ рад/с в [13] значение δ_s изменяется в пределах $0,46 < \delta_s < 2$. Потеря устойчивости азимутального течения зависит не только от Ω , но и от N . Критическая кривая неустойчивости азимутального течения на плоскости (Ω, N) при используемой геометрии близка к прямой. При увеличении N увеличивается критическое число Рейнольдса, а сразу за потерей устойчивости осесимметричного течения возникает режим, в основном определяемый стратификацией (S-режим), в котором жидкость разбивается на горизонтальные слои. Толщина этих слоев h колеблется в зависимости от величины N от 5 до 8,5 мм, при этом при малых числах Фруда ($Fr < 0,5$) наблюдается линейная зависимость $n_1 = h/d = 1,38 Fr$. В отличие от однородной жидкости, в которой образуются осесимметричные вихри Тейлора, в стратифицированной жидкости после потери устойчивости азимутального течения возникают неосесимметричные движения, в которых искривленные тороидальные вихри образуются вблизи внутреннего цилиндра, а затем отходят к внешнему.

При значениях числа Фруда, близких к единице, возникает режим вихрей Тейлора (T-режим), при котором движение происходит по тороидальным осесимметричным вихревым трубкам и при этом в стратифицированной жидкости возникают слои, соответствующие диаметрам вихрей Тейлора $n_1 \cong 1$ или равные по величине зазору между цилиндрами d . При больших числах Фруда вращающиеся в противоположную сторону вихри Тейлора начинают попарно взаимодействовать и образуется режим взаимодействующих вихрей Тейлора (CT-режим), в котором толщина слоев перемешивания соответствует паре вихрей $n_1 \cong 2$. При дальнейшем увеличении числа Фруда происходит переход к турбулентным движениям, при которых выраженные слои в стратифицированной жидкости не образуются.

В настоящей работе рассматривается круговое течение Куэтта в стратифицированной жидкости между концентрическими цилиндрами с радиусами $a = 15$ и $b = 20$ см, внутренний из которых вращается с угловой скоростью Ω , а наружный покоится. Увеличение в ~ 4 раза размеров установки при слабом изменении величины ϵ ($\epsilon = 0,275$ в [13] и $0,333$ в настоящей работе) приводит к принципиальному изменению режимов движения жидкости, так как минимальное значение величины δ_s может уменьшаться до $0,2$, при этом тороидальное вихревое движение становится неустойчивым и вихревая трубка распадается на отдельные вихревые образования, которые распространяются в стратифицированной жидкости.

1. Описание экспериментальной установки и методов исследований. Экспериментальная установка состоит из двух длинных коаксиальных цилиндров, изготовленных из органического стекла. Внутренний цилиндр вращается с постоянной угловой скоростью Ω , внешний цилиндр, дно и верхняя поверхность покоятся. Внутренний радиус внешнего цилиндра $b = 20$ см, а внешний радиус внутреннего цилиндра $a = 15$ см, при этом $\epsilon = 0,333$ и $\mu = b/a = 1,33$. Такое значение ϵ достаточно мало для интерпретации результатов в приближении малого зазора и в то же время зазор $d = b - a = 5$ см достаточно велик при применяемых значениях стратификации, чтобы вертикальный масштаб движения вблизи критической кривой был значительно меньше зазора d . Высота цилиндров $L = 80$ см, или $\Gamma = L/d = 19$. Точность определения всех линейных параметров $0,5$ мм. В большинстве экспериментов верхняя поверхность была свободной, но отдельные сравнительные эксперименты проводились и при твердой верхней поверхности: в этом случае на поверхность жидкости между цилиндрами помещалось плавающее кольцо из пенопласта.

Эксперименты показали, что при используемых параметрах установки влияние верхней и нижней границ на поведение стратифицированной жидкости в середине несущественно при значениях $\delta_s < 1$ и малых временах проведения эксперимента. В однородной жидкости,

наоборот, при таких значениях параметра Γ режимы достаточно чувствительны к граничным условиям. Для $1 < \delta_s < 2$ и при длительном перемешивании различие между движением вблизи границ и в центре становится существенным. Обычно в экспериментах жидкость заливалась на всю высоту цилиндров L и только для получения очень больших значений N оказывалось необходимым заливать пространство между цилиндрами на высоту меньшую, чем L .

Внутренний цилиндр вращается с постоянной (с точностью до 1%) угловой скоростью Ω , значение которой может изменяться непрерывно в пределах от 0,01 до 0,537 рад/с. Отклонение оси вращения и осей цилиндров от вертикали не превышает 0,0005 рад. Требуемая угловая скорость достигается меньше чем за 2 с после включения мотора, а устойчивый режим устанавливается в течение нескольких минут и зависит от того, как близки значения внешних параметров к критическим. Число Рейнольдса $Re = \Omega a(b - a)/\nu$ изменялось от 75 до 4030. При этих геометрических параметрах критическое число Рейнольдса для потери устойчивости азимутального движения для однородной жидкости $Re_{cr} = 85,84$ (см. [4]), а соответствующее значение $\Omega_{cr} = 0,0114$ рад/с. В отличие от [13] в настоящей работе ввиду малости параметра L эксперименты для определения критического числа Рейнольдса в однородной жидкости не проводились.

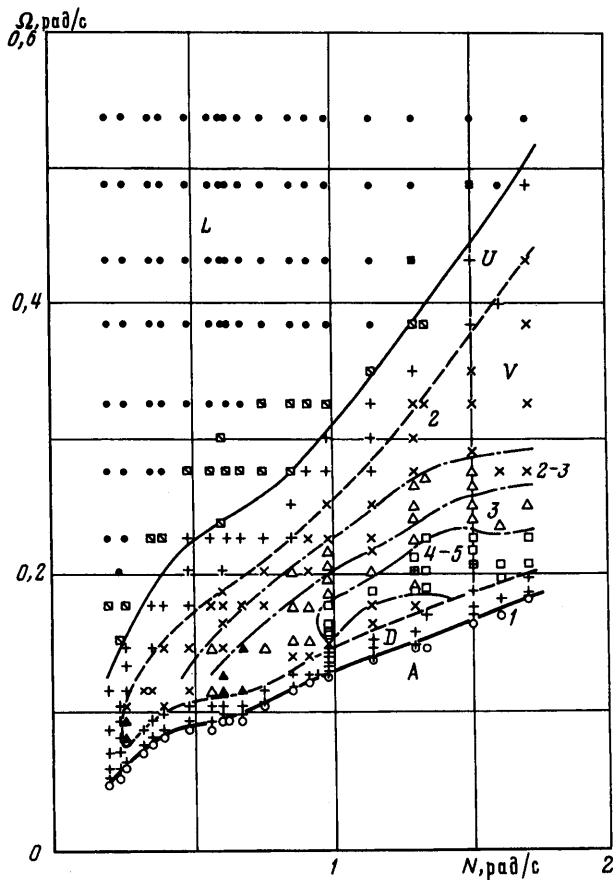
Обычно эксперименты проводятся при резком включении скорости внутреннего цилиндра до желаемого значения Ω , т.е. в систему вносятся возмущения достаточно большой амплитуды. Постепенное плавное изменение скорости (изменение угловой скорости малыми инкрементами) проводилось только в экспериментах по определению критической кривой устойчивости азимутального течения и также в отдельных проверочных экспериментах.

Эксперименты проводились в воде, в которой была создана линейная устойчивая стратификация по плотности. Эта стратификация была создана стандартным двухсосудным способом [16]. Время создания стратификации было порядка двух часов. Стратификация обычно определялась в четырех точках по вертикали, в проверочных экспериментах таких точек было значительно больше. Отклонение профиля плотности от линейного в основном слое жидкости не превышало 5%. Определяющие параметры изменялись в пределах: $0,2 < N < 1,7$ рад/с, $0,006 < Fr < 2,69$. Изменение кинематической вязкости, обусловленное изменением солёности, составляет 10% при изменении N в этом диапазоне.

Для лучшего наблюдения картины движений вокруг центральной части цилиндров был смонтирован квадратный ящик высотой 30 см, который компенсировал искривление лучей на цилиндрических поверхностях. Этот ящик был заполнен водой, так же как и внутренний цилиндр. Для визуализации картины движений применялись три взаимодополнительных метода: теневая фотография, чувствительная ко вторым производным плотности и позволяющая изучить горизонтально осредненную структуру поля плотности, трековая фотография с использованием алюминиевой пудры и каллироскопических частиц (микронные очень плоские частички), а также визуализация красителем.

2. Экспериментальные результаты. Диаграмма основных режимов движений представлена на фиг. 1. Для каждого значения N , используемого в эксперименте, угловая скорость изменялась на небольшую величину, пока не достигалось значение $\Omega_{cr}(N)$. Область A на фиг. 1 ниже критической кривой I соответствует азимутальному течению (круговое движение Куэтта) при практически неизменном поле плотности. Для определения неустойчивости азимутального течения в этих экспериментах использовались каллироскопические частицы (микронные плоские частички), растворенные в жидкости (использование теневого метода не дает достаточной точности при столь большом зазоре между цилиндрами, при котором развитие движения происходит достаточно близко от внутреннего цилиндра, превышая критическое значение на 10%).

Выше кривой I существует область регулярных вихревых движений V , верхняя граница которой определяется условием перехода от регулярных движений к турбулентным, в которых трудно выделить регулярную внутреннюю структуру. Точность определения верхней границы значительно меньше, чем точность определения нижней границы. Вихревая область V имеет дополнительное деление по азимутальному числу



Фиг. 1. Диаграмма режимов в осях (N, Ω) . A – азимутальное осесимметричное вращение, V – режим регулярных вихревых элементов, L – режим стационарных слоев. Сплошные кривые – границы режима V (1 – кривая устойчивости азимутального течения), штриховые кривые – примерные границы внутри режима V движений с различными волновыми числами m . U и D – верхний и нижний волновой режим с $m = 1$

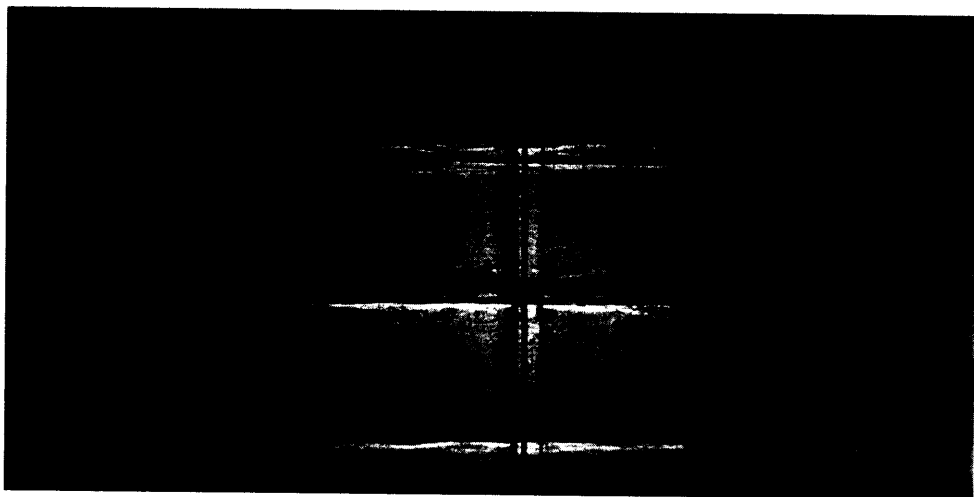
m , которое обозначает количество волновых элементов, расположенных по кругу на одном горизонтальном уровне (фиг. 2, a , где $m = 4$). При всех параметрах внутри области вихревых движений V в течение всего времени вращения не существует непрерывных поверхностей раздела. Для параметров в области V фиг. 1 на некотором расстоянии от критической кривой 1 ярко выраженные поверхности раздела существуют только в части кольца, т.е. в системе образуются стационарно вращающиеся части слоев. Число таких частей соответствует числу вихревых элементов на данном горизонте, т.е. равно m . При приближении к верхней границе области V возникает режим U , в котором $m = 1$ и слои занимают половину кольца, т.е. на одном горизонте в одной половине – интенсивное перемешивание, а в другой – поверхность раздела. Вся эта картина вращается с постоянной угловой скоростью относительно стенок цилиндров.

При дальнейшем увеличении Fg вихревые движения становятся неустойчивыми и нерегулярными, в результате чего в системе образуются замкнутые слои (фиг. 3), толщина которых может достигать 13 см и слабо зависит от масштаба вихревых элементов, которыми происходит перемешивание внутри этих слоев. Режим, при котором образуются замкнутые слои, обозначен как L -режим на фиг. 1.



Фиг. 2. Примеры течения в спиралеобразном режиме (а) и в режиме регулярных вихревых структур (б). Визуализация в верхней части картины – каллироскопической пудрой, в нижней части – чернилами

В [13] граница устойчивости кругового течения Куэтта определялась по появлению поверхностей раздела на теневой фотографии. Для зазора, применяемого в настоящей работе, такая методика дает заниженные значения (примерно на 10%) по сравнению с определением этой границы при помощи каллироскопических частиц, плавающих в жидкости. Точность определения критической скорости зависит от времени развития возмущений. На фиг. 1 точность определения критической кривой I составляет 5%, соответствующие точки по разным сторонам от критической кривой проверялись на протяжении 12 ч. Форма критической кривой $\Omega_{cr} = \Omega_{cr}(N)$ достаточно сложна: при $0,2 < N < 0,4$ значение Ω_{cr} растет быстро и практически линейно, при $0,5 < N < 0,7$ значение Ω_{cr} не меняется, а при $N > 0,7$ наблюдается рост, близкий к линейному, но не такой быстрый, как в случае малых значений N . Такая сложная зависимость для кри-



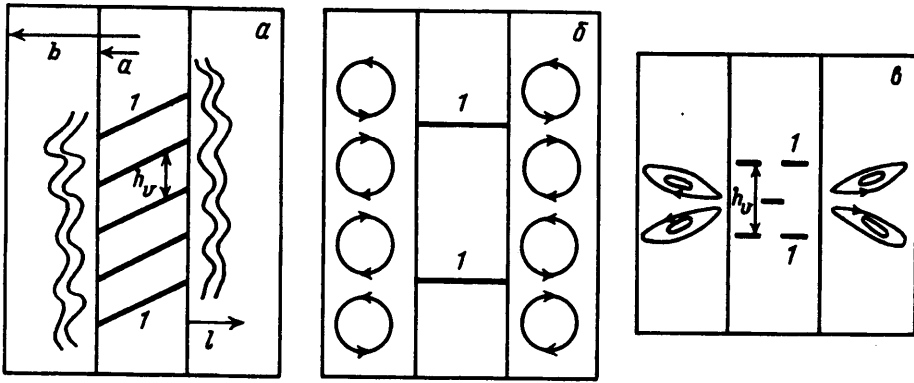
Фиг. 3. Теневая фотография в режиме устойчивых слоев (*L*-режим) $N = 1,2$ рад/с, $\Omega = 0,488$ рад/с



Фиг. 4. Вертикальное сечение спиралеобразного течения, визуализированного красителем. Внутренний цилиндр слева на рисунке

тических параметров может быть качественно понятна, учитывая результаты линейной теории [13], в которых показано, что наиболее неустойчивая вертикальная мода n зависит от N достаточно похожим образом.

Для всех значений N , используемых в экспериментах, течения, возникающие после потери устойчивости азимутального потока, спиралеобразные (фиг. 2, *a* и 4). Под этим термином будем подразумевать такие течения, которые, с одной стороны, будучи визуализированы красителем или частицами, выглядят как спирали, а с другой стороны, в основе образования этих течений лежит центробежное спиралеобразное распространение жидкости от внутреннего цилиндра (фиг. 5, *a*). В основе движения жидкости в



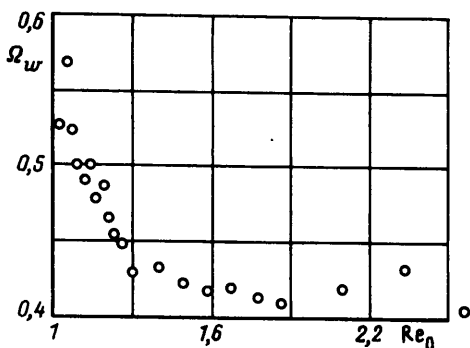
Фиг. 5. Схема движения жидкости (вид сбоку) в различных режимах: спиралеобразном (а), вихрей Тейлора в однородной жидкости (б), вихревым стратифицированном (в). Жирные линии – места образования струйных движений вблизи внутреннего цилиндра, h_v – характерный вертикальный масштаб движения

круговом течении Куэтта лежит центробежная сила. В однородной жидкости в режиме вихрей Тейлора действие этой силы приводит к возникновению движения жидкости по горизонтальным кольцевым поверхностям, расположенным на расстоянии, равном двум диаметрам вихрей Тейлора или двум зазорам между цилиндрами, т.е. $2d$ (l на фиг. 5, б). Двигаясь от внутреннего цилиндра к внешнему, отброшенная жидкость испытывает влияние внешнего цилиндра и разбивается на два вихря Тейлора, которые вращаются в разные стороны, т.е. представляет собой в сечении вихревой диполь.

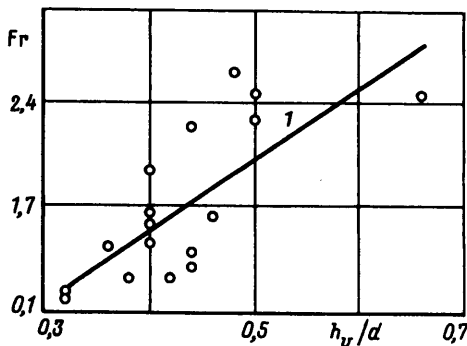
В спиралеобразном режиме, при параметрах, близких к критическим, отброшенная от внутреннего цилиндра жидкость имеет малую скорость и не достигает внешнего цилиндра, в результате чего возникают возмущения азимутального движения с масштабом h_v , при этом вихревой диполь не развивается и струйное движение диссипирует из-за вязкости (фиг. 4 и 5, а). Так как внутренний цилиндр вращается, а внешний покоится, то существует радиальный сдвиг скорости. Для регулярных режимов (область V, фиг. 1) угловая скорость картины движений Ω_w постоянна. На фиг. 6 представлен график зависимости Ω_w (в единицах Ω) от величины относительного числа Рейнольдса Re_0 , из которого видно, что по мере распространения возмущенной области к внутреннему цилиндру, что происходит с увеличением относительного числа Рейнольдса, относительная угловая скорость вращения картины Ω_w/Ω уменьшается и достигает величины $0,42 \pm 0,02$, которая и сохраняется при данной геометрии задачи для всех регулярных режимов, при которых движение наблюдается во всем зазоре между цилиндрами.

Вертикальный масштаб движений после потери устойчивости азимутального течения h_v измерялся как расстояние между максимумами или минимумами спиралеобразного движения (фиг. 5, а). Зависимость $h_v/d = f(Fr)$ для всех значений N представлена на фиг. 7, большой разброс значений на которой подтверждает тот факт, что выбор наиболее неустойчивой вертикальной моды движений происходит сложным образом, а именно этот выбор и определяет величину h_v .

Горизонтальное сечение спиралеобразных движений представляет собой окружность, поэтому можно приписать и азимутальному и спиралеобразному движениям одинаковое значение волнового азимутального числа $m = 0$, при этом вертикальное волновое число будет различным ($n = 0$ для азимутального и $n = n_{cr} = h_v/d$ для спиралеобразного движения).



Фиг. 6. Зависимость относительной угловой скорости вращения картины Ω_w (выраженной в единицах угловой скорости Ω) от относительного числа Рейнольдса $Re_0 = Re/Re_c$ для $T = 0,98$ рад/с



Фиг. 7. Зависимость вертикального масштаба h_v (в единицах зазора d) от числа Фруда Fr сразу после потери устойчивости азимутального течения для всех используемых в эксперименте значений N

На диаграмме устойчивости спиралеобразные движения возникают в тонкой области над кривой устойчивости азимутального движения и плавно переходят в вихревой режим с азимутальным волновым числом $m = 1$ (поэтому эти движения не выделены в отдельную область на диаграмме устойчивости фиг. 1).

При увеличении угловой скорости вращения Ω скорость жидкости, отбрасываемой от внутреннего цилиндра, увеличивается и жидкость может достичь внешнего цилиндра. В этом случае вблизи внутреннего цилиндра может образоваться вихревой диполь, который затем будет распространяться в стратифицированной жидкости. При этом количество мест на одном горизонтальном уровне, в которых начинается движение жидкости от внутреннего цилиндра (или образование вихревых диполей, фиг. 5, а), определяет азимутальное волновое число m . После образования пары вихрей вблизи внутреннего цилиндра их распространение в жидкости происходит одновременно в нескольких направлениях: с одной стороны, вихри стремятся распространиться в направлении внешнего цилиндра, а с другой стороны, отклоненная от горизонтального уровня жидкость в вихрях стремится в стратифицированной среде вернуться на прежний горизонтальный уровень. Основное деление вихревого режима по азимутальным волновым числам m (арабские цифры) представлено на фиг. 1. Вихревой режим с $m = 1$ подразделен на два режима: верхний U и нижний D . В обоих режимах вихревое движение возникает только в одной области горизонтального сечения, при этом в нижнем режиме образуется ламинарная вихревая пара, в то время как в верхнем режиме на одном горизонтальном уровне происходит интенсивное турбулентное перемешивание вихрями в одной половине зазора, а в другой половине наблюдается поверхность раздела между слоями.

При слабой стратификации ($N < 0,24$ рад/с) наблюдаются вихревые режимы только с $m = 1$, при этом отделить верхний режим от нижнего трудно. Область на фиг. 1, соответствующая вихревым движениям с азимутальными числами $m > 1$, замкнута слева, причем максимальные для данной геометрии сосудов волновые числа $m = 4-5$ наблюдаются в середине области при больших значениях стратификации N . Для области с $m > 1$ на одном горизонтальном уровне располагается m вихревых элементов и столько же поверхностей раздела между элементами. Такая же структура, сдвинутая на угол π/m по горизонтали и на величину $h_v/2$, расположена сверху и снизу. Размер вихревого элемента h_v определяется как расстояние между двумя поверхностями раздела (фиг. 5, б) и равен удвоенному размеру вихря в вихревой паре.



Фиг. 8. Вертикальное сечение
вихревого режима с $m = 3$

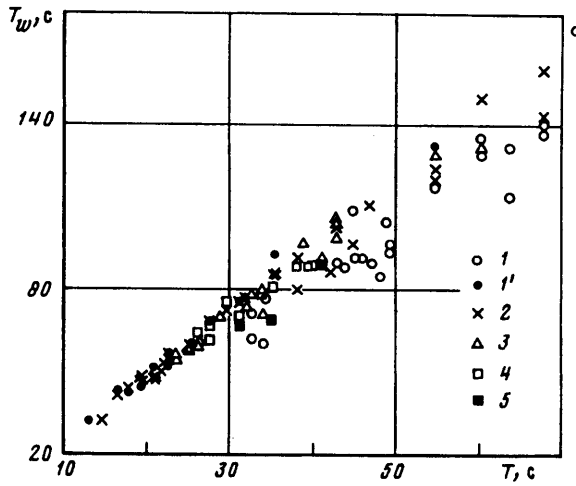
Вертикальный разрез картины вихревых элементов для $m = 3$ в различные моменты времени представлен на фиг. 8 (внутренний цилиндр на рисунке расположен слева), где отчетливо видна вихревая структура.

Вся картина течений стационарна и вращается с некоторой угловой скоростью Ω_w относительно внешнего неподвижного цилиндра. Эта угловая скорость определялась по измерению периода $T_w = 2\pi/\Omega_w$ вращения отмеченного вихревого элемента. На фиг. 9 представлена зависимость этого периода T_w от основного периода вращения $T = 2\pi/\Omega$ для различных вихревых режимов. Наблюдается хорошая линейная зависимость между периодами, отклонение от которой происходит в режиме с $m = 1$, что можно объяснить недостаточным распространением возмущений от внутреннего цилиндра к внешнему, что отчетливо видно из фиг. 7. Значение коэффициента в линейной зависимости на фиг. 9 дает $T/T_w = 0,42$.

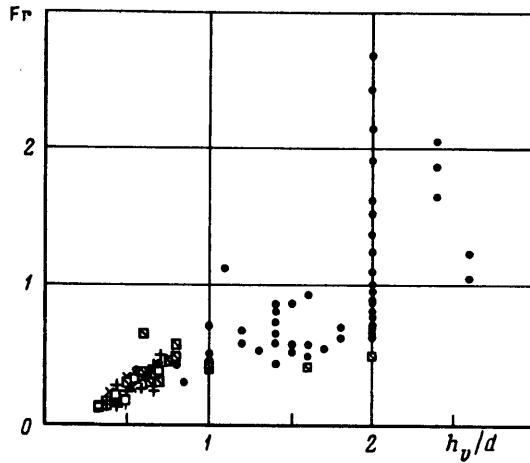
В отдельных точках диаграммы фиг. 1 наблюдались автоколебательные режимы. В этом случае происходит не только вращение вихревой картины с постоянной скоростью, но и периодическое ее смещение на величину $h_y/4$ за один оборот, и, таким образом, вихревой элемент возвращается на свое место через удвоенный период. При этом поверхности раздела между элементами не являются горизонтальными, а регулярно отклоняются от горизонтали в разные стороны.

Трудно найти определенную зависимость азимутального волнового числа m от величины внешних параметров N и Ω . С увеличением стратификации (ростом N) волновое число m возрастает, достигая 5. Возможно пересечение областей устойчивости с $m = 2$ или 3.

Диаграмма режимов, изображенная на фиг. 1, очень похожа на диаграмму режимов, полученную в экспериментах Хайда по изучению бароклинической неустойчивости в не-



Фиг. 9. Зависимость периода вращения картины движений $T_w = 2\pi/\Omega_w$ от периода вращения внутреннего цилиндра $T = 2\pi/\Omega$ для различных значений азимутального волнового числа m



Фиг. 10. Зависимость вертикального масштаба h_v (в единицах зазора d) от числа Фруда Fr. Обозначения те же, что и на диаграмме фиг. 1

однородно нагретых соосных кольцевых цилиндрах [17]: область регулярных режимов ограничена слева, внутри области – движения с различными азимутальными числами, наблюдается пересечение областей с различными значениями m .

При увеличении числа Фруда (фиг. 1) движение вихревых элементов перестает быть устойчивым, регулярные полуслои с интенсивным перемешиванием (режим U) становятся неустойчивыми и трудно отделить сплюснутые вихревые элементы от возмущенных внутренними волнами поверхности раздела. Через некоторое время после начала вращения внутреннего цилиндра (обычно регистрация стационарных слоев происходила через час после начала вращения) в системе между зазорами образуются стационарные слои с интенсивным перемешиванием внутри них и поверхностями раздела, возмущенными внутренними волнами (фиг. 3). Ближе к режиму вихревых структур на диаграмме (фиг. 1) со стороны L -режима наблюдается переходный

L-режим с вихревой структурой, в котором иногда возникают выраженные вихревые элементы.

Толщина слоев h_v определяется переходом кинетической энергии вращения в потенциальную энергию стратифицированной жидкости (см. [13]) и не зависит от размера вихрей, которыми перемешивается жидкость. Зависимость величины h_v от величины числа Фруда представлена на фиг. 10. Для вихревого режима (*V*-режим) величина h_v растет быстрее, чем для режима слоев (*L*-режим). Для вихревого режима эта зависимость может быть представлена как $h_v/d = 0,16 + 1,17 Fr$. Коэффициент 1,17 меньше, чем соответствующий коэффициент в [13], где он равен 1,38.

Кроме стационарных слоев, образующихся в процессе перемешивания (при постоянно вращающемся внутреннем цилиндре), представляет интерес процесс образования слоев после остановки вращения внутреннего цилиндра. Для режима стационарных слоев прекращается перемешивание внутри слоев и на границах раздела, при этом средняя структура будет неизменна. Для вихревого режима соседние горизонтальные уровни, на которых существуют границы раздела от различных вихревых элементов, расположены друг от друга на расстоянии $h_v/2$ и после остановки вращения эти поверхности раздела распространяются на весь горизонт. В результате образуется слоистая структура с толщиной слоя, равной $h_v/2$, которая сохраняется достаточно долгое время после остановки системы.

Заключение. Проведено исследование устойчивости кругового движения Куэтта, образованного внутренним вращающимся цилиндром, в стратифицированной жидкости при условиях, когда характерный вертикальный масштаб, определяемый стратификацией (величиной N и Ω), значительно меньше зазора между цилиндрами (или равного ему размера вихрей Тейлора) $\delta \ll 1$. При таких условиях основным элементом движения становится вихревой элемент, который представляет собой пару вертикальных вихрей, распространяющуюся в стратифицированной жидкости. Число вихревых элементов, образованных вблизи внутреннего цилиндра, определяет азимутальное волновое число m , которое при данных геометрических размерах цилиндров изменяется от 1 до 5. Эти вихревые элементы компонуются в стационарную вихревую структуру, которая вращается с постоянной угловой скоростью Ω_w . Кроме нового вихревого элемента характерная особенность волнового режима – образование структуры, в которой стационарно вращаются части слоев, не образуя при этом замкнутой слоистой структуры.

Кроме режима вихревых элементов в системе сразу за потерей устойчивости азимутального течения возникает спиралеобразный режим, в котором возмущения развиваются вблизи внутреннего цилиндра по спирали и затем слабо распространяются в направлении внешнего цилиндра.

При больших числах Фруда ($Fr > 0,3$) в системе не наблюдается устойчивых волновых структур и происходит интенсивное турбулентное перемешивание в жидкости, которое приводит к образованию устойчивых слоев, высота которых определяется переносом кинетической энергии от внутреннего цилиндра в стратифицированную жидкость и не зависит от размеров вихрей, которыми перемешивается жидкость.

Работа выполнена в Институте Механики (Гренобль, Франция).

Во время работы один из авторов (Б.М. Бубнов) с благодарностью пользовался финансовой поддержкой в рамках INTAS GRANT № 93-405-Ext.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Couette M. Etudes sur le frottement des liquides // Ann. Chim. Phys. 1890. V. 21. P. 433–510.
2. Taylor G.I. Stability of viscous fluid contained between two rotating cylinders // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 1923. V. 233. P. 289–343.
3. Andereck C.N., Liu S.S., Swinney H.L. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders // J.Fluid Mech. 1986. V. 164. P. 155–183.

4. *Di Prima R.C., Swinney H.L.* Instabilities and transition in flow between concentric rotating cylinders // Hydrodynamic and transition to turbulence / Ed. H.L. Swinney, J.P. Gollub. Berlin: Springer, 1981. P. 139–180.
5. *Choosst P., Iooss G.* The Couette–Taylor problem. Berlin: Springer, 1994. 233 p. (Appl. Math. Sci. 1994. V. 102)
6. *Gravas N., Martin B.W.* Instability of viscous axial flow in annuli having a rotating inner cylinder // J. Fluid Mech. 1978. V. 86. Pt 2. P. 385–394.
7. *Lueptow R.M., Docter A., Min K.* Stability of axial flow in an annulus with a rotating inner cylinder // Phys. Fluids. A. 1992. V. 4. № 11. P. 2446–2455.
8. *Cooper E.R., Jankowski D.F., Neitzel G.P., Squire T.H.* Experiments on the onset of instability in unsteady Couette flow // J. Fluid Mech. 1985. V. 161. P. 97–113.
9. *Snyder H.A., Karlsson S.K.* Experiments on the stability of the Couette motion with a radial thermal gradient // Phys. Fluids. 1964. V. 7. № 8. P. 1696–1706.
10. *Yao L.S., Rogers B.B.* The linear stability of mixed convection in a vertical annulus // J. Fluid Mech. 1989. V. 201. P. 279–298.
11. *Kubotani H., Miyama S.M., Sekiya M., Kojima Y.* The surface-wave instability of stratified incompressible cylinders with differential rotation // Prog. Theor. Phys. 1989. V. 82. № 2. P. 523–534.
12. *Thorpe S.A.* The stability of stratified Couette flow // Notes on 1966 Summer Geophys. Fluid Dyn. Woods Hole Oceanographic Inst. 1966. P. 80–107.
13. *Boubnov B.M., Gledzer E.B., Hopfinger E.J.* Stratified circular Couette flow: instability and flow regimes // J. Fluid Mech. 1995. V. 292. P. 333–358.
14. *Hopfinger E.J., Boubnov B.M., Gledzer E.B.* Instabilities and vortex patterns in circular Couette flow with axial density stratification // Asymptotic modelling in fluid mechanics / Ed. Bois et al. Berlin: Springer, 1995. P. 13–27.
15. *Boubnov B.M., Gledzer E.B., Hopfinger E.J., Orlandi P.* Layer formation and transitions in stratified circular Couette flow // Dyn. Atmos. Ocean. 1996. V. 23. № 1–4. P. 139–154.
16. *Oster G.* Density gradients // Scient. America. 1965. V. 213. № 2. P. 70–75.
17. *Hide R., Mason P.J.* Sloping convection in a rotating fluid // Adv. Phys. 1975. V. 24. № 1. P. 47–100.

Москва,
Гренобль

Поступила в редакцию
15.XII.1995