

УДК 532.59

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННЕГО ГРАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ С ПОГРУЖЕННЫМ КРУГОВЫМ ЦИЛИНДРОМ

Е. В. Ерманюк, Н. В. Гаврилов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева, 630090 Новосибирск

E-mail: ermanyuk@hydro.nsc.ru

Экспериментально исследована задача о гидродинамических нагрузках, возникающих при взаимодействии гравитационного течения, распространяющегося по дну канала, с погруженным круговым цилиндром. Показано, что в изученном диапазоне параметров гидродинамические нагрузки моделируются по Фрудру. Максимальные гидродинамические нагрузки имеют место в том случае, когда цилиндр лежит на дне, и быстро убывают с увеличением расстояния от цилиндра до дна канала. Обсуждается влияние эффектов перемешивания и вовлечения на характер гидродинамических нагрузок.

**Ключевые слова:** стратифицированная жидкость, гравитационное течение, гидродинамическая нагрузка.

**Введение.** Гравитационные течения различных типов широко распространены в природе. К ним относятся снежные лавины, пирокластические течения при извержениях вулканов, селевые потоки, мутьевые потоки в океане, атмосферные явления, сопровождающие вторжение масс холодного воздуха и т. п. Кроме того, гравитационные течения имеют место при различных техногенных катастрофах, например при распространении нефтяных загрязнений в морях и океанах, аварийном выбросе вредных веществ на химическом производстве. Распространение гравитационных течений часто сопровождается катастрофическими разрушениями, поэтому представляется актуальным исследование структуры таких потоков, скорости их распространения и динамического воздействия на различные препятствия.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования силового воздействия внутреннего гравитационного течения, возникающего при вторжении более плотной жидкости в пресную воду, на погруженный круговой цилиндр. Структура внутренних гравитационных течений такого типа достаточно хорошо изучена теоретически и экспериментально. Основные результаты исследований по данной проблеме изложены в монографии [1]. В последние годы проводится активная разработка теоретических и численных моделей гравитационных течений с учетом влияния трения о дно канала и эффектов перемешивания [2, 3], экспериментально получены некоторые данные о структуре поля скоростей [4] и спектре пульсаций возмущений поля плотности в головной части течений [5]. В ряде работ исследовалось взаимодействие гравитационных течений с различными препятствиями [6, 7]. Однако задача определения гидродинамических нагрузок, возникающих при взаимодействии гравитационных течений с погруженными телами, ранее не рассматривалась. Цель данной работы — исследование характерных времен, магнитуд и критериев подобия гидродинамических нагрузок, а также картины течения на

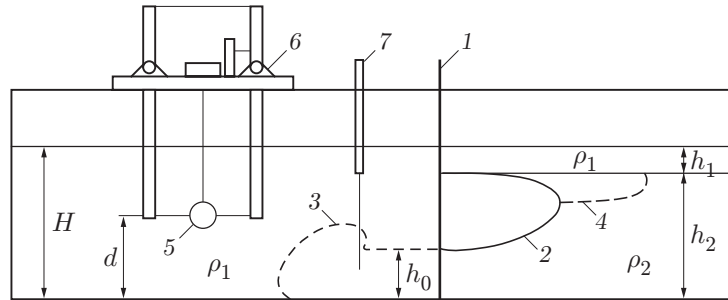


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

различных этапах взаимодействия потока с препятствием и при различных положениях препятствия относительно дна. Наиболее близким природным аналогом рассматриваемой задачи являются мутьевые потоки в океанах, представляющие большую опасность для подводных коммуникаций и трубопроводов.

**Методика экспериментов.** Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Опыты проводились в гидродинамической лотке размерами  $320 \times 20 \times 12$  см, разделенном перегородкой 1 на две равные части. В левую половину лотки наливалась чистая вода плотностью  $\rho_1$  и глубиной  $H$ , в правую половину — раствор сахара в воде плотностью  $\rho_2$  и глубиной  $h_2$ , а поверх него — слой чистой воды плотностью  $\rho_1$  и глубиной  $h_1$ , причем  $h_1 + h_2 = H$ . В правой половине лотки устанавливалось удобообтекаемое тело 2 (см. рис. 1), нижняя кромка которого располагалась на расстоянии  $h_0$  от дна лотка, а верхняя — на глубине  $h_2$ . В опытах значения геометрических параметров были фиксированы:  $H = 10$  см,  $h_2 = 8$  см,  $h_0 = 2,3$  см. При удалении перегородки по дну лотка влево распространялось внутреннее гравитационное течение 3, а в правой части лотки распространялась волна понижения уровня 4 (штриховые линии на рис. 1). Исследовалась также задача о распространении гравитационного течения типа ондулярного бора. Такая схема течения реализовывалась в том случае, когда в левой части лотки под слоем чистой воды имелся слой раствора сахара в воде с плотностью у дна  $\rho_2$ . Методика измерения параметров распределения плотности была аналогична использованной в работе [8]. Толщина пикноклина в условиях проведения опытов составляла  $\delta = 0,6$  см, глубина нижнего слоя жидкости  $h_3 = 0,6$  см. Остальные параметры задачи не изменялись. При этом распределение плотности в левой части лотки в системе координат с началом на дне лотка и осью  $y$ , направленной вертикально вверх, имело вид

$$\rho(y) = \rho_0 [1 - (\varepsilon/2) \operatorname{th} (2(y - h_3)/\delta)],$$

где  $\rho_0 = (\rho_2 + \rho_1)/2$ ;  $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ .

Для измерения мгновенных гидродинамических нагрузок, возникающих при взаимодействии гравитационных течений с погруженным круговым цилиндром 5 диаметром  $D = 1,5$  см, использовались двухкомпонентные гидродинамические весы 6 [8]. Центр цилиндра 5 располагался на расстоянии  $l = 4H$  от перегородки 1 и на расстоянии  $d$  от дна лотка. Обработка аналогового сигнала, поступающего от датчиков гидродинамических нагрузок и волномера 7, проводилась с помощью ЭВМ, снабженной 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем. Картина гравитационного течения и его взаимодействия с погруженным цилиндром фиксировалась с помощью цифрового фотоаппарата. Для визуализации использовалась следующая методика [9]: сквозь толщу воды фотографировался светящийся экран с нанесенной на нем сеткой наклонных линий. В зонах высокого градиента плотности наблюдалось характерное искажение этих линий, а в зонах активного перемешивания происходило нарушение оптической прозрачности жидкости.

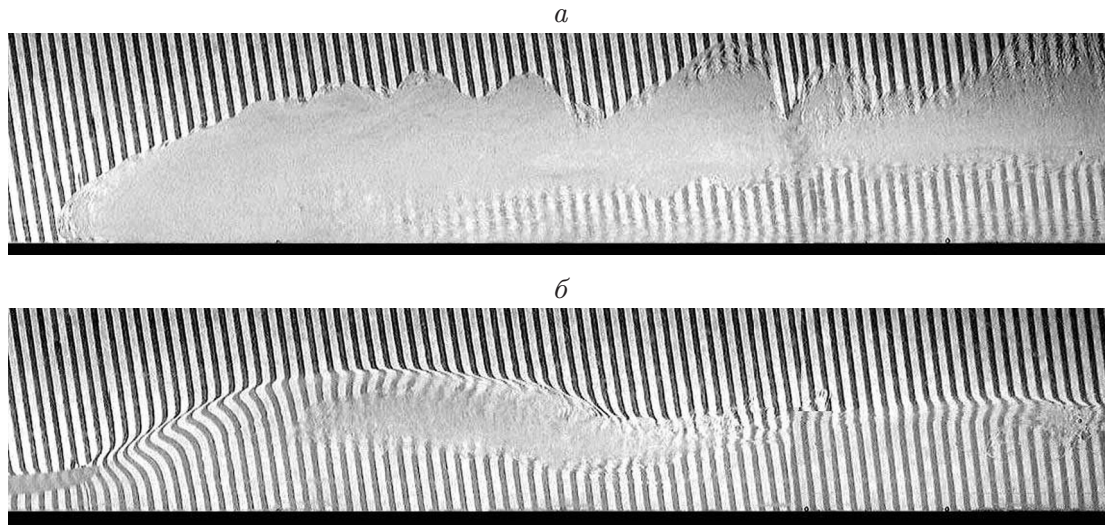


Рис. 2. Картины гравитационного течения (а) и ондулярного бора (б) в отсутствие препятствия

**Результаты экспериментов.** Известно [4], что в зоне измерений, т. е. на расстоянии  $l = 4H$  от перегородки, гравитационное течение находится в развитом инерционном режиме (более подробно основные режимы гравитационных течений на различных этапах их развития обсуждаются в [1]). При инерционном режиме течения скорость фронта  $V$  практически постоянна и обычно представляется в виде зависимости числа Фруда  $Fr = V/\sqrt{\varepsilon gh_*}$  ( $g$  — ускорение свободного падения,  $h_*$  — толщина неперемешанного ядра потока за фронтом течения) от параметра  $\alpha = h_*/H$ . Зависимость  $Fr(\alpha)$  для двухслойной идеальной жидкости в отсутствие перемешивания была впервые получена в [10]. Для двухслойной системы вязких смешивающихся жидкостей данные о зависимости  $Fr(\alpha)$  приведены в работе [1] (см. в ней рис. 11.11), где отмечается также, что по данным визуализации картина гравитационного течения перестает зависеть от числа Рейнольдса  $Re = Vh_*/\nu$  ( $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости, имеющей плотность  $\rho_2$ ) при  $Re \approx 1000$ .

Картины течения в отсутствие препятствия при  $\varepsilon = 0,02$  приведены на рис. 2 для гравитационного течения, распространяющегося по дну канала, и для ондулярного бора, распространяющегося по слою жидкости плотностью  $\rho_2$  и глубиной  $h_3 \neq 0$ . В случае гравитационного течения перемешанная зона охватывает всю головную часть течения глубиной порядка  $2h_*$ ; за головной частью толщина перемешанной зоны около  $0,8h_*$ . Измерения показали, что для толщины неперемешанного ядра потока можно принять  $h_* = h_0$ . В условиях проведения опытов  $Fr = 0,82$ , что хорошо согласуется с данными [1] для  $\alpha = h_0/H = 0,23$ .

При распространении ондулярного бора (рис. 2, б) выраженная зона перемешивания имеет место только на заднем склоне первой ондуляции. Для ондулярного бора в условиях проведения опытов  $Fr = 0,88$ . По-видимому, большая скорость распространения ондулярного бора с плавным передним фронтом по сравнению с гравитационным течением (рис. 2, а) при прочих равных условиях связана с меньшими потерями энергии потока на процессы перемешивания.

Картины взаимодействия гравитационного течения и ондулярного бора с погруженным круговым цилиндром представлены на рис. 3 и 4 соответственно. В терминах безразмерного времени, масштаб которого обратно пропорционален  $\sqrt{\varepsilon}$ , фазы развития потоков на этих рисунках практически совпадают.

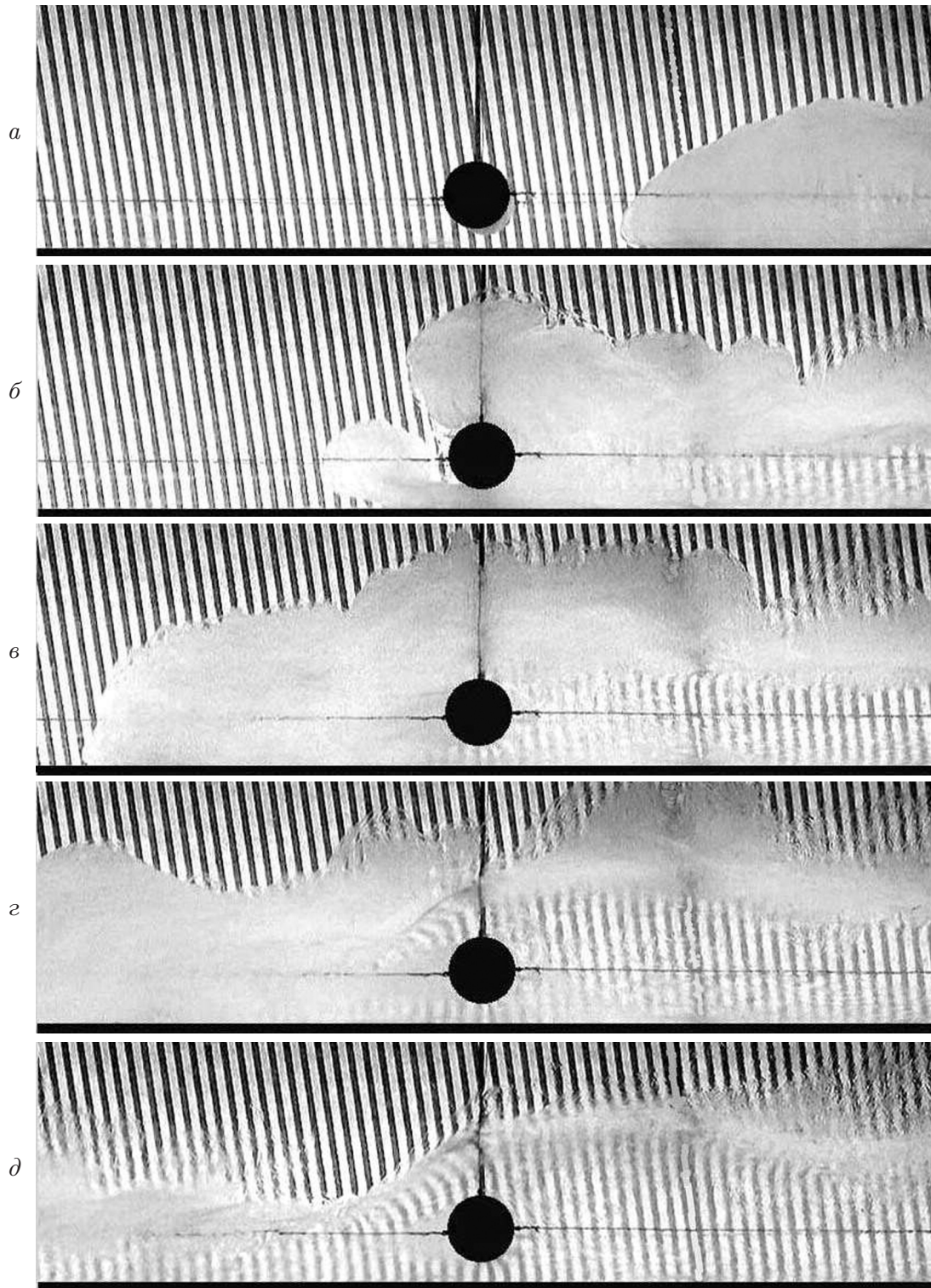


Рис. 3. Картина взаимодействия гравитационного течения с погруженным цилиндром при  $d/D = 0,8$ ,  $\varepsilon = 0,02$ : шаг по времени между кадрами  $а-г$   $\Delta t = 1,33$  с, между кадрами  $г$  и  $д$   $\Delta t = 4,67$  с



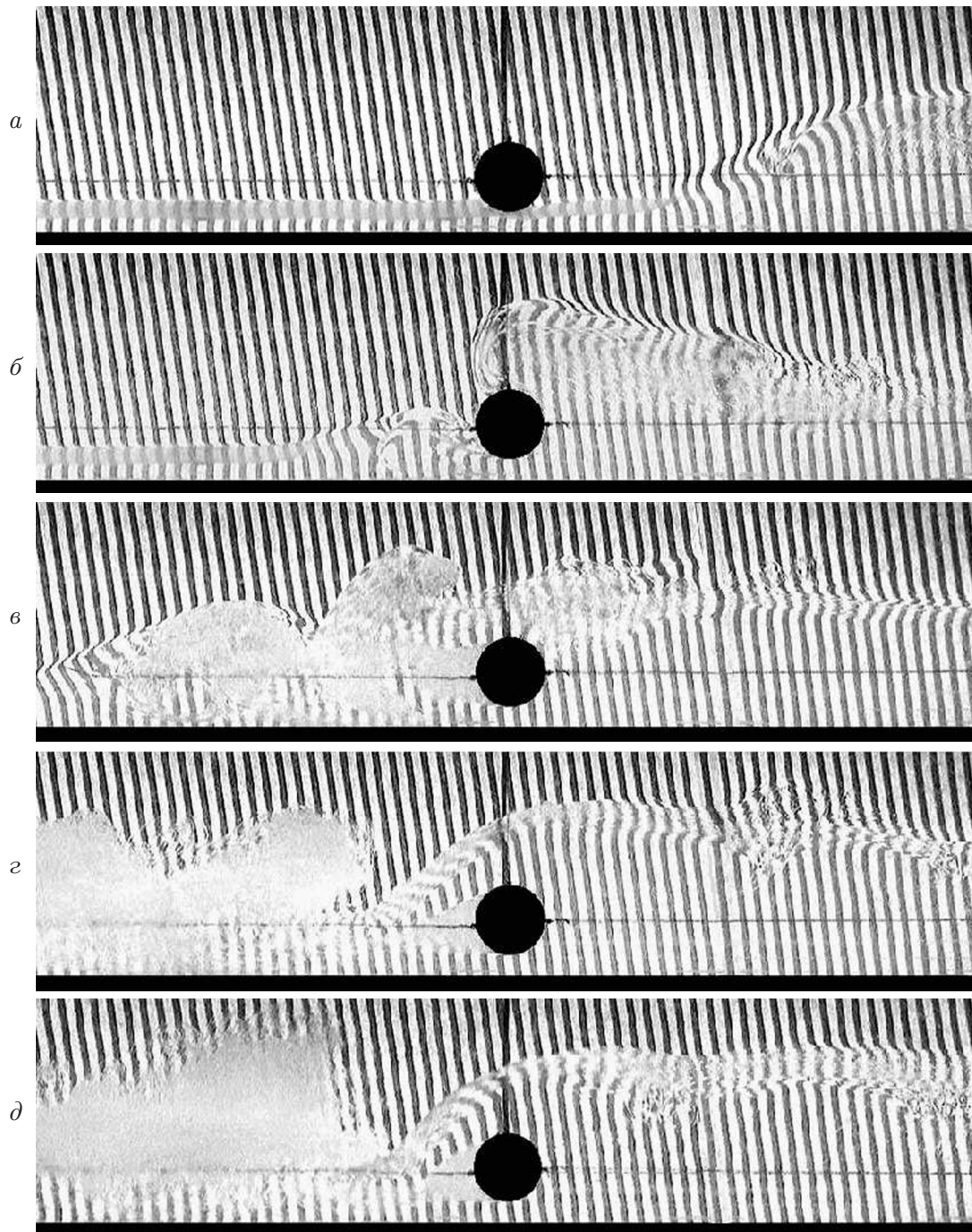


Рис. 4. Картина взаимодействия ондулярного бора с погруженным цилиндром при  $d/D = 0,8$ ,  $\varepsilon = 0,01$ : шаг по времени между кадрами  $a-г$   $\Delta t = 2$  с, между кадрами  $г$  и  $д$   $\Delta t = 6,67$  с

Как видно из рис. 3, на начальном этапе взаимодействия гравитационного течения с погруженным цилиндром происходит формирование струйного течения, подобного тому, которое имеет место при ударе тела о свободную поверхность. Затем, на стадии формирования отраженной от погруженного цилиндра волны происходит существенный подъем уровня перемешанной жидкости над цилиндром и после некоторого переходного процесса колебательного характера устанавливается квазистационарное течение (рис. 3, *д*), характерной чертой которого является существенная разность уровней вверх и вниз по потоку от препятствия. Вниз по потоку за препятствием формируется течение типа гидравлического прыжка. Процессы, изображенные на рис. 3 и 4, существенно различаются степенью развития эффектов перемешивания. Кроме того, в случае ондулярного бора вниз по потоку генерируются пульсации (рис. 4, *в*), являющиеся реакциями потока на взаимодействие цилиндра с последовательностью ондуляций.

На стадии “удара” (внедрения тела во фронт гравитационного течения на расстояние порядка  $D$ ) можно ожидать гидродинамических нагрузок с масштабом времени  $T_* = D/V$ , на стадии переходного колебательного процесса изменения уровня над цилиндром — с масштабом времени  $T = \sqrt{h_0/(\varepsilon g)}$ . Для диапазона параметров, изученного в настоящей работе, самым коротким масштабом времени является  $T_*$  (при максимальном значении  $\varepsilon = 0,04$  масштаб времени  $T_* \approx 0,27$  с). Конструкция гидродинамических весов выполнена таким образом, чтобы собственные периоды колебаний по каждой из степеней свободы не превышали 0,03 с.

По аналогии с задачей о входе тела в воду [11, 12] можно предположить, что на начальной стадии взаимодействия гравитационного течения с препятствием для гидродинамических нагрузок на единицу длины цилиндра выполняется  $F_{x,y} \sim \rho V^2 D$ . На стадии квазистационарного обтекания имеется гидростатическая компонента нагрузок, пропорциональная  $\rho \varepsilon g D^2$ , и компонента, пропорциональная скоростному напору  $\rho V_0^2 D^2 / 2$  (в условиях проведения опытов средняя скорость в неперемешанном ядре потока  $V_0 \cong 1,2V$  для гравитационного течения, показанного на рис. 2, *а*, и  $V_0 \cong 1,04V$  для ондулярного бора, показанного на рис. 2, *б*). Таким образом, при сохранении неизменных исходных геометрических параметров задачи и изменении  $\varepsilon$  гидродинамические нагрузки должны измениться в  $\varepsilon$  раз, а характерные времена — в  $\sqrt{\varepsilon}$  раз, т. е. на всех этапах течения можно проводить моделирование по Фрудру. Тем самым предполагается, что процессы перемешивания, определяющие структуру потока в головной части гравитационного течения, моделируются по Фрудру, а влияние вариации числа Рейнольдса мало.

Корректность моделирования по Фрудру исследовалась в опытах, проведенных при фиксированном  $d/D = 0,8$  для трех значений  $\varepsilon = 0,01; 0,02; 0,04$ . Важно отметить, что во всех опытах данной серии проводилась фотосъемка картин течения. Сопоставление фотографий, сделанных при различных  $\varepsilon$ , с учетом изменения масштаба времени в  $\sqrt{\varepsilon}$  раз показало полное подобие потоков вплоть до мелких деталей, связанных с развитием неустойчивости на границе раздела. Полученные в этой серии опытов результаты измерений сил, возникающих при взаимодействии гравитационного течения с препятствием (рис. 3), представлены на рис. 5 для коэффициентов горизонтальной и вертикальной гидродинамической нагрузки на единицу длины цилиндра, определенных как  $C_{x,y} = 4F_{x,y}/(\varepsilon \rho g \pi D^2)$ . По оси ординат отложено безразмерное время  $\tau = t\sqrt{\varepsilon g/h_0}$ . За начало отсчета времени принят момент прохождения фронтом волномера 7 (см. рис. 1). Как следует из рис. 5, зависимости  $C_x(\tau)$  и  $C_y(\tau)$ , полученные при разных значениях  $\varepsilon$ , совпадают с хорошей точностью. Аналогичный результат получен в случае ондулярного бора. Это дополнительно подтверждает существенно детерминированный характер сложных картин течения, представленных на рис. 3 и 4. Влияние случайных флуктуаций потока на гидродинамическую нагрузку мало. Заметим, что при изменении  $\varepsilon$  в диапазоне  $0,01 \leq \varepsilon \leq 0,04$  число Рейнольдса ме-

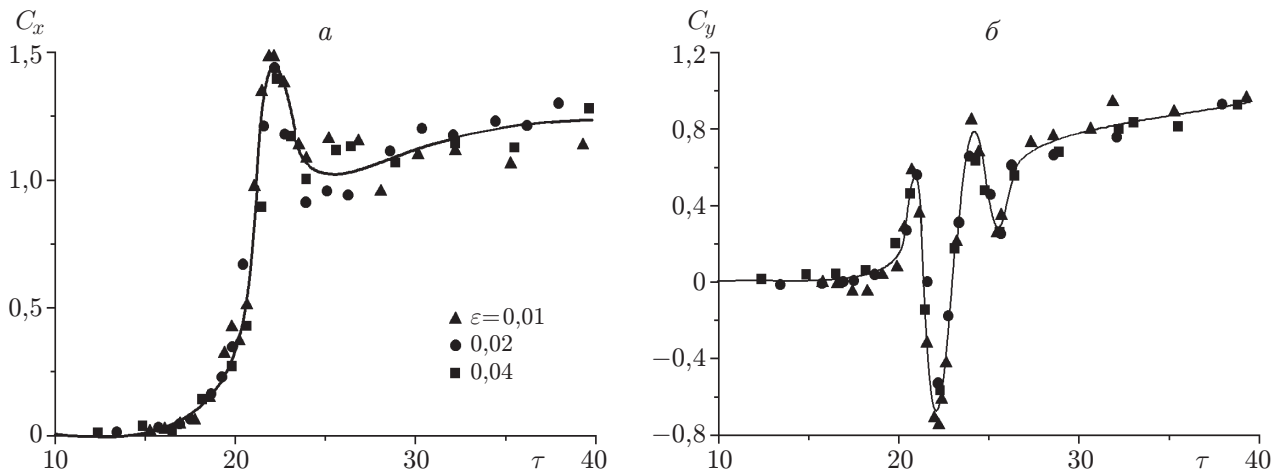


Рис. 5. Зависимости коэффициентов горизонтальной (а) и вертикальной (б) сил от безразмерного времени при набегании гравитационного течения на погруженный цилиндр при фиксированном  $d/D = 0,8$  и различных значениях  $\epsilon$

нялось в пределах  $770 \leq Re \leq 900$  (максимальное значение  $Re$  достигается при  $\epsilon \approx 0,02$ , при дальнейшем росте  $\epsilon$  число Рейнольдса уменьшается из-за быстрого роста вязкости). Число Шмидта, определенное как  $Sc = \nu/\varkappa$ , где  $\varkappa$  — коэффициент диффузии субстанции, создающей стратификацию, в опытах было весьма велико и изменялось в диапазоне  $3400 \leq Sc \leq 6500$ . Поэтому изменение числа Шмидта не оказывало влияния на результаты опытов. Как правило, лишь при изменении числа Шмидта в широких пределах (на два порядка) этот параметр заметно влияет на устойчивость и интегральные характеристики течения [13].

Зависимости коэффициентов гидродинамических нагрузок  $C_x(\tau)$  и  $C_y(\tau)$  от времени при различных положениях цилиндра относительно дна  $d/D$  представлены на рис. 6 и 7 для гравитационного течения и ондулярного бора, показанных на рис. 2, а и 2, б соответственно. Результаты этой серии опытов получены при  $\epsilon = 0,02$ . Следует отметить, что максимальные горизонтальные и вертикальные гидродинамические нагрузки сопоставимы, что подчеркивает важность экспериментальной и теоретической оценки обеих компонент силового воздействия. Магнитуды гидродинамических нагрузок максимальны, когда  $d/D \approx 0,5$  (цилиндр лежит на дне). Динамические нагрузки на этапе взаимодействия с головной частью потока близки к квазистационарным нагрузкам, вырабатываемым на больших временах взаимодействия тела с гравитационным течением. При  $d/D \approx 0,5$  вертикальная нагрузка не является знакопеременной, поскольку на цилиндр действует подсосывающая сила со стороны обтекающего его сверху потока.

Коэффициенты гидродинамической нагрузки могут быть определены также аналогично стандартным коэффициентам гидродинамического сопротивления как  $C_{x,y}^v = 2F_{x,y}/(\rho V^2 D)$ . При таком определении  $C_{x,y}^v = C_{x,y} \pi D / (2h_* Fr^2)$ , что для условий проведения опытов дает  $C_{x,y}^v = 1,51 C_{x,y}$  (гравитационное течение) и  $C_{x,y}^v = 1,32 C_{x,y}$  (ондулярный бор). При  $d/D = 0,53$  максимальные значения коэффициентов гидродинамических нагрузок  $C_x^v \approx C_y^v \approx 2,3$  и  $C_x^v \approx C_y^v \approx 1,8$  для гравитационного течения и ондулярного бора соответственно. Заметное различие значений гидродинамических коэффициентов (порядка 30 %) вызвано увеличением градиентов изменения параметров потока во фронте гравитационного течения по сравнению с плавной головной частью ондулярного бора.

С увеличением значения  $d/D$  гидродинамические нагрузки существенно уменьшаются, что особенно заметно для квазистационарной нагрузки, действующей на больших вре-

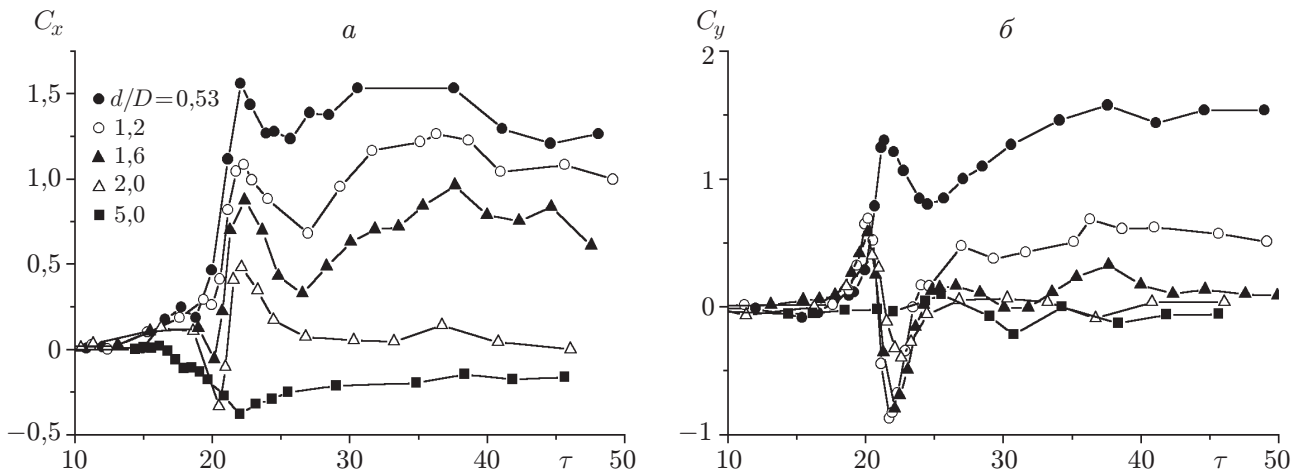


Рис. 6. Зависимости коэффициентов горизонтальной (а) и вертикальной (б) сил от безразмерного времени при набегании гравитационного течения на погруженный цилиндр при различных  $d/D$

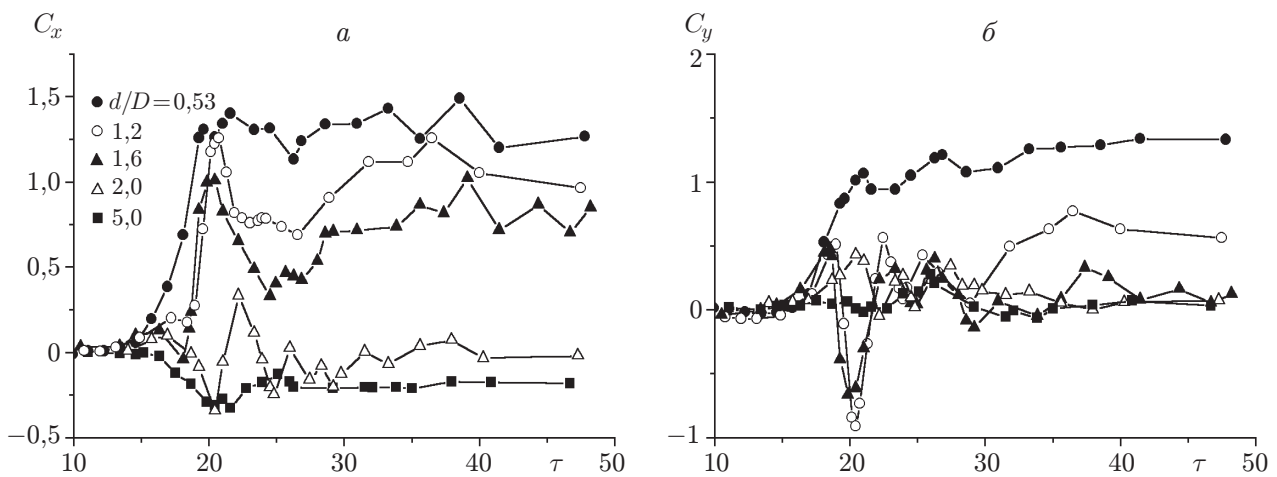


Рис. 7. Зависимости коэффициентов горизонтальной (а) и вертикальной (б) сил от безразмерного времени при набегании ондулярного бора на погруженный цилиндр при различных  $d/D$

менах  $\tau$ . Соответственно, максимальное силовое воздействие потока на погруженное тело имеет место на этапе взаимодействия тела с головной частью течений. Интересно отметить, что вертикальная нагрузка при этом является знакопеременной.

В прикладных задачах важное значение имеют не только максимальные значения, но и характерные времена пульсаций гидродинамических нагрузок. Из рис. 6, 7 следует, что характерные промежутки времени между соседними максимальными и минимальными значениями сил составляют  $\Delta\tau \approx 5$  и  $\Delta\tau \approx 2,5$ . За эти времена фронт течения успевает пройти расстояния порядка  $4h_0$  и  $2h_0$  соответственно. По-видимому, эти масштабы длин соответствуют основным характерным горизонтальным масштабам структур головной части рассмотренных течений.

Важное различие в характере гидродинамических нагрузок при взаимодействии погруженного тела с гравитационным течением и ондулярным бором видно из сравнения кривых горизонтальных сил, приведенных на рис. 6, а и 7, а. Из физических соображений



очевидно, что при  $d < h_0$  и  $d \gg h_0$  можно ожидать  $C_x > 0$  и  $C_x < 0$  соответственно, поскольку более плотная и менее плотная жидкости движутся в противоположных направлениях. Значение  $d = h_0$  соответствует  $d/D = 1,4$ . В некоторой окрестности этого значения можно ожидать положительных либо отрицательных значений  $C_x$  в зависимости от степени перемешивания и распределения скорости движения жидкости по глубине. В качестве количественной меры, характеризующей преимущественное влияние верхнего или нижнего слоя жидкости на цилиндр за время  $\delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , введем величину

$$K\left(\frac{d}{D}\right) = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} C_x\left(\frac{d}{D}, \tau\right) d\tau.$$

Численные значения  $K$  для промежутка времени от  $\tau_1 = 10$  до  $\tau_2 = 50$ , показанного на рис. 6 и 7, при  $d/D = 0,53$ ; 2; 5 равны соответственно: для гравитационного течения 1,16; 0,1;  $-0,22$  и для ондулярного бора 1,13;  $-0,03$ ;  $-0,21$ . При  $d/D = 0,53$  и  $d/D = 5$  параметр  $K$  принимает положительные и отрицательные значения соответственно, причем численные значения  $K$  в обеих рассмотренных задачах близки. При  $d/D = 2$  значения  $K$  в задачах о гравитационном течении и ондулярном боре различаются как по величине, так и по знаку. Это объясняется более развитым перемешиванием во фронте гравитационного течения по сравнению с головной частью ондулярного бора и, соответственно, более заметным вовлечением верхнего слоя жидкости в движение нижнего слоя. Поскольку гидродинамическая нагрузка является интегральной характеристикой потока импульса через контрольные поверхности, расположенные вверх и вниз по течению от погруженного цилиндра, сильное перемешивание и заметное вовлечение говорят о том, что при теоретическом описании задачи необходимо использовать математические модели типа [2], учитывающие эффекты перемешивания и вовлечения, а также реальные законы распределения скорости по глубине.

**Выводы.** Проведенное исследование структур гравитационного течения с перемешанным передним фронтом и течения типа ондулярного бора и их силового воздействия на погруженный круговой цилиндр показало, что гидродинамические нагрузки максимальны в том случае, когда цилиндр лежит на дне канала, причем магнитуды горизонтальной и вертикальной нагрузок близки. Гравитационное течение с перемешанным передним фронтом оказывает большее силовое воздействие на погруженное тело, чем ондулярный бор, распространяющийся в аналогичных условиях. В условиях проведения опытов гидродинамические нагрузки моделируются по Фрудру.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Simpson J. E.** Gravity currents: in the environment and the laboratory. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997.
2. **Ляпидевский В. Ю., Тешуков В. М.** Математические модели распространения длинных волн в неоднородной жидкости. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
3. **Hartel C., Meiburg E., Necker F.** Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundary // J. Fluid Mech. 2000. V. 418. P. 189–212.
4. **Thomas L. P., Dalziel S. B., Marino B. M.** The structure of the head of an inertial gravity current determined by particle-tracking velocimetry // Exper. Fluids. 2003. V. 34. P. 708–716.
5. **Parsons J. D., Garcia M. H.** Similarity of gravity current fronts // Phys. Fluids. 1998. V. 10, N 12. P. 3209–3213.

6. **Rottman J. W., Simpson J. E., Hunt J. S. R., Britter R. E.** Unsteady gravity currents over obstacles // *J. Hazardous Mat.* 1985. V. 11. P. 325–340.
7. **Lane-Serff G. F., Beal L. M., Hadfield T. D.** Gravity current flow over obstacles // *J. Fluid Mech.* 1995. V. 292. P. 39–53.
8. **Гаврилов Н. В., Ерманюк Е. В.** О влиянии пикноклина на силы, действующие на неподвижный эллиптический цилиндр при набегании внутренних волн // *ПМТФ.* 1996. Т. 37, № 6. С. 61–69.
9. **Букреев В. И., Гаврилов Н. В.** Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // *ПМТФ.* 1990. № 2. С. 102–105.
10. **Benjamin T. B.** Gravity currents and related phenomena // *J. Fluid Mech.* 1968. V. 31, pt 2. P. 209–248.
11. **Moghisi M., Squire P. T.** An experimental investigation of the initial force of impact on a sphere striking a liquid surface // *J. Fluid Mech.* 1981. V. 108. P. 133–146.
12. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
13. **Букреев В. И., Гусев А. В., Романов Е. М.** Влияние молекулярной диффузии на устойчивость сдвиговых течений стратифицированной жидкости // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1993. № 1. С. 35–40.

*Поступила в редакцию 9/II 2004 г.,  
в окончательном варианте — 7/VII 2004 г.*

---