

УДК 532.59

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННЕГО ГРАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ С ПРЕПЯТСТВИЕМ НА ДНЕ КАНАЛА

Е. В. Ерманюк, Н. В. Гаврилов

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

E-mail: ermanyuk@hydro.nsc.ru

Экспериментально исследована задача о гидродинамических нагрузках, возникающих при взаимодействии гравитационного течения с препятствием на дне канала. Проведена визуализация структуры гравитационного течения на стадии формирования и на стадии взаимодействия с преградой. Изучена зависимость скорости распространения фронта гравитационного течения от безразмерной глубины течения и числа Архимеда. В области автомодельности по числу Архимеда исследовано поведение коэффициентов гидродинамической нагрузки в зависимости от безразмерной глубины гравитационного течения.

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

**Введение.** Задачи оценки скоростей распространения гравитационных течений и гидродинамических нагрузок, индуцируемых этими течениями на различных препятствиях, имеют важное практическое значение. В частности, большое внимание уделяется изучению динамики снежных лавин (см. обзор [1]). В океане аналогом таких течений являются гравитационные мутьевые потоки, распространяющиеся по склонам подводных гор, покрытых донными отложениями (см. обзор [2]). Такие потоки представляют собой большую опасность для подводных аппаратов и коммуникаций. В настоящей работе экспериментально исследована модельная задача о воздействии внутреннего гравитационного течения, возникающего при вторжении более плотной жидкости в пресную воду, на препятствие, расположенное на дне канала. Определена подобласть изменения параметров задачи, в которой эффекты вязкости жидкости являются автомодельными (в частности, скорость распространения фронта течения не зависит от конкретного значения числа Архимеда), вследствие чего основным критерием моделирования является число Фруда. Для этой подобласти изменения параметров определены характерные значения гидродинамических нагрузок, генерируемых гравитационным течением на погруженном препятствии, в зависимости от соотношения между вертикальным размером ядра течения и общей глубиной жидкости.

**Методика эксперимента.** Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Опыты проводились в гидродинамическом лотке размерами  $320 \times 20 \times 12$  см, разделенном перегородкой  $l$  на две равные части. В левую половину лотка 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 опытах отношение глубин  $h_2/H$  менялось в диапазоне

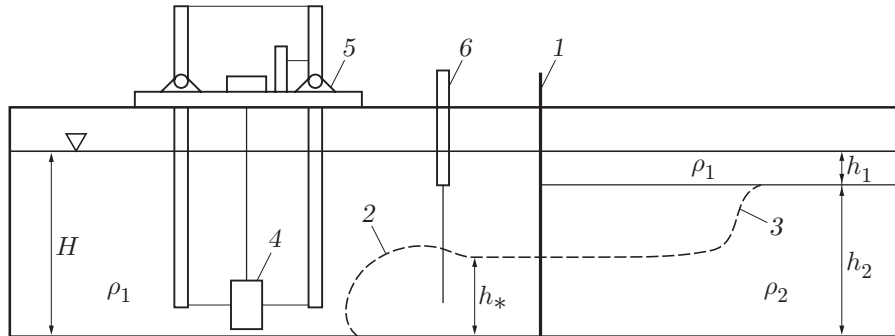


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

$0,1 < h_2/H < 0,84$ . Для изучения роли масштабного эффекта опыты по измерению характеристик гравитационного течения проводились при  $H = 6$  см и  $H = 10$  см. При удалении перегородки по дну лотка влево распространялось внутреннее гравитационное течение 2, а в правой части лотка распространялась волна понижения уровня 3 (штриховые линии на рис. 1).

Для измерения мгновенных гидродинамических нагрузок, возникающих при взаимодействии гравитационных течений с препятствием в форме прямоугольного цилиндра 4 высотой  $b = 2$  см и шириной 1 см, использовались двухкомпонентные гидродинамические весы 5 [3]. Зазор между нижней поверхностью сечения прямоугольного цилиндра и дном лотка в опытах составлял 0,5 мм. Обработка аналогового сигнала, поступающего от датчиков гидродинамических нагрузок и волномера 6, проводилась при помощи ЭВМ, снабженной 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем. Картина гравитационного течения и его взаимодействия с погруженным препятствием фиксировалась при помощи цифрового фотоаппарата. Для визуализации использовалась следующая методика [3, 4]: 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.

**Результаты экспериментов.** В настоящей работе экспериментальная информация о структуре развитого гравитационного течения [3] дополнена детальной визуализацией начального этапа формирования потока. Структура потока, возникающего после удаления перегородки, показана на рис. 2. За счет сдвиговой неустойчивости на границе верхнего и нижнего слоев жидкости образуются области интенсивного перемешивания, увеличивающиеся с течением времени. Вблизи дна также имеется область интенсивного перемешивания. С течением времени в головной части гравитационного течения уменьшается область, занятая неперемешанной жидкостью плотностью  $\rho_2$ . В полностью развитом гравитационном течении вся головная часть потока представляет собой визуально непрозрачную область перемешанной жидкости. Потери энергии на перемешивание и преодоление трения о дно лотка приводят к уменьшению скорости распространения переднего фронта течения  $V$  по сравнению с ее значением, предсказываемым моделью идеальной жидкости [5]. Для числа Фруда, определенного как  $Fr = V/\sqrt{\varepsilon gh_*}$  (здесь  $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ ,  $g$  — ускорение свободного падения,  $h_*$  — глубина гравитационного течения за головной частью), модель [5] дает следующую оценку:

$$Fr(\alpha) = \left( \frac{(1-\alpha)(2-\alpha)}{1+\alpha} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\alpha = h_*/H$ . На практике при сопоставлениях в качестве  $h_*$  обычно принимают глубину

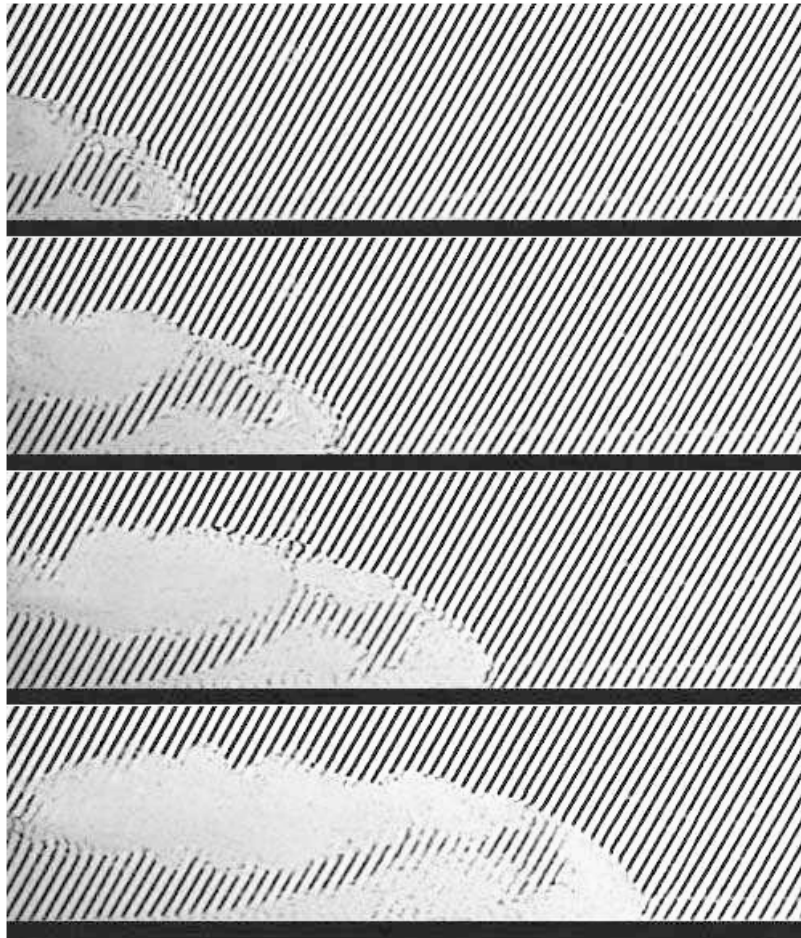


Рис. 2. Развитие процесса перемешивания в головной части течения при  $\alpha = 0,4$ ;  $H = 10$  см;  $\varepsilon = 0,01$ :  
 промежуток между кадрами  $\Delta t = 1,27$  с; левая граница кадра находится на расстоянии  $L/H = 0,5$  от перегородки; горизонтальный размер кадра  $2H$

неперемешанного ядра течения [2]. Визуальное изучение характера течения в настоящей задаче показало, что можно принять  $h_* = h_2/2$ . Далее в качестве параметра  $\alpha$  используется величина  $\alpha = h_2/(2H)$ . Скорость распространения гравитационного течения в системе двух смешивающихся жидкостей определяется следующими основными размерными параметрами:  $\rho_1, \rho_2, g, h, H, \nu_1, \nu_2, \varkappa$  (здесь  $\nu_1, \nu_2$  — коэффициенты кинематической вязкости жидкостей с плотностями  $\rho_1, \rho_2$  соответственно,  $\varkappa$  — коэффициент диффузии субстанции, создающей стратификацию). В проведенных нами опытах относительная разность плотностей жидкости  $\varepsilon$  была мала, физические свойства жидкости плотностью  $\rho_1$  не изменялись, а число Шмидта  $Sc = \nu_2/\varkappa$  во всех опытах было весьма велико (порядка  $10^3$ ), так что его вариации не влияли на результаты экспериментов. Поэтому в безразмерном виде экспериментальные результаты удобно представить в виде семейства кривых  $Fr(\alpha)$ , полученных при различных значениях числа Архимеда  $A = (\varepsilon g H^3 / \nu_2^2)^{1/2}$ , характеризующего максимальное (при  $h_2 = H$ ) соотношение между силами плавучести и вязкости. Использование числа Архимеда, определяемого исходными параметрами задачи (т. е. являющегося критерием подобия), в данном случае предпочтительнее традиционно используемого числа Рейнольдса  $Re = V h_* / \nu_2$  [2], в которое входят заранее неизвестные параметры  $V$  и  $h_*$ . Аналогичная ситуация имеет место в задаче о свободном движении тела в жидкости под действием силы тяжести [6, 7].

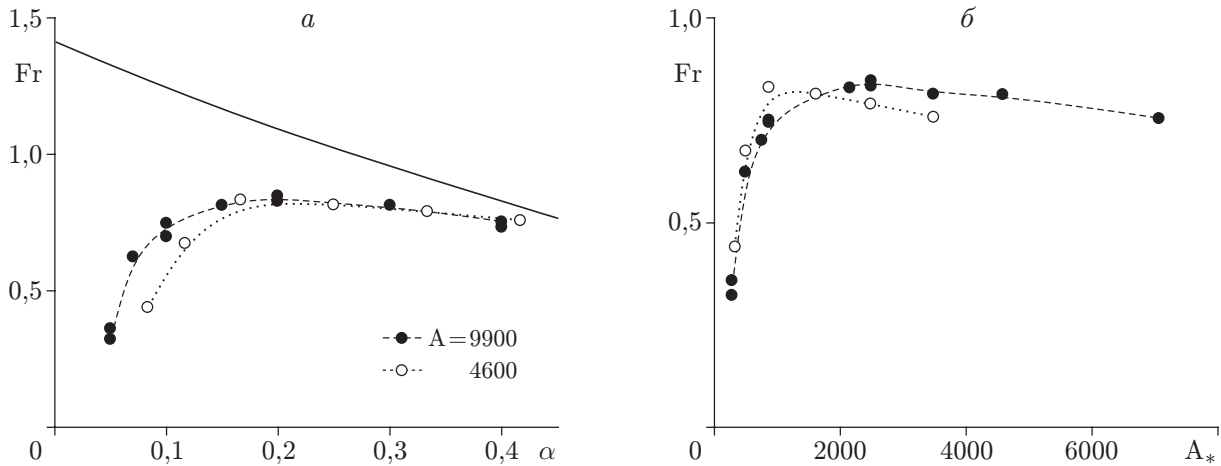


Рис. 3. Зависимости числа Фруда от безразмерной глубины течения  $\alpha$  (а) и местного числа Архимеда  $A_* = A(2\alpha)^{3/2}$  (б) при различных значениях критерия  $A$

Вообще говоря, скорость распространения гравитационных течений зависит от расстояния  $L$ , пройденного фронтом течения от перегородки  $l$ . Однако в так называемом инерционном режиме скорость фронта слабо зависит от  $L$  [2]. Для определенности в настоящей работе измерения скорости  $V$  проводились на расстоянии  $L/H = 4$  от перегородки. На таком расстоянии структуру головной части течения можно считать полностью сформировавшейся [8]. Экспериментальные зависимости  $Fr(\alpha)$ , полученные при различных значениях  $A$ , представлены на рис. 3, а, где сплошная линия соответствует теоретической зависимости (1). Видно, что экспериментальные точки расположены ниже теоретической кривой. Если предположить, что после удаления перегородки фронты возмущений движутся вправо и влево с одинаковой скоростью и  $h_* = h_2/2$ , то из закона сохранения механической энергии следует оценка  $Fr(\alpha) = (1 - \alpha)^{1/2}$ . Эта оценка хорошо согласуется с экспериментальными данными. Подробное обсуждение различных подходов к оценке скоростей распространения гравитационных течений приведено в [9]. При малых  $\alpha$  значение числа Фруда резко уменьшается, что связано с возрастанием вязких потерь на трение о дно в тонком нижнем слое жидкости, для которого можно ввести местное число Архимеда  $A_* = (\varepsilon g h_2^3 / \nu_2^2)^{1/2} = (2\alpha)^{3/2} A$ . На рис. 3, б приведены экспериментальные зависимости числа Фруда от местного числа Архимеда  $A_*$ . Видно, что данные, полученные при различных значениях  $A$ , имеют общую асимптотику при малых  $A_*$  (порядка  $A_* < 500$ ). Таким образом, при весьма малых  $\alpha$  в опытах динамические характеристики течения в тонком слое жидкости у дна перестают зависеть от  $\alpha$  и являются функциями местного числа Архимеда  $A_*$ . С ростом глобального числа Архимеда происходит увеличение диапазона значений  $\alpha$ , в котором экспериментальные данные для зависимости  $Fr(\alpha)$  имеют универсальный характер (см. рис. 3, а). В соответствии с данными, представленными на рис. 3, можно ожидать, что в опытах, проведенных при  $A = 9900$  и  $\alpha \geq 0,15$  результаты измерения силового воздействия гравитационного течения на препятствие, расположенное на дне лотка, являются автомодельными для больших  $A$ . При этом, как экспериментально показано в [3], выполняется моделирование по Фрудру. Исходя из данных, представленных на рис. 3, можно сделать вывод, что в экспериментальных исследованиях распада разрыва в условиях автомодельности по  $A$ , следует требовать как минимум  $A_* > 1600$ .

Отметим также, что препятствие, использованное в опытах, имеет поперечное сечение прямоугольной формы. Известно, что вследствие отрывов на острых краях автомодельный режим обтекания для препятствий такого рода достигается при умеренных значениях

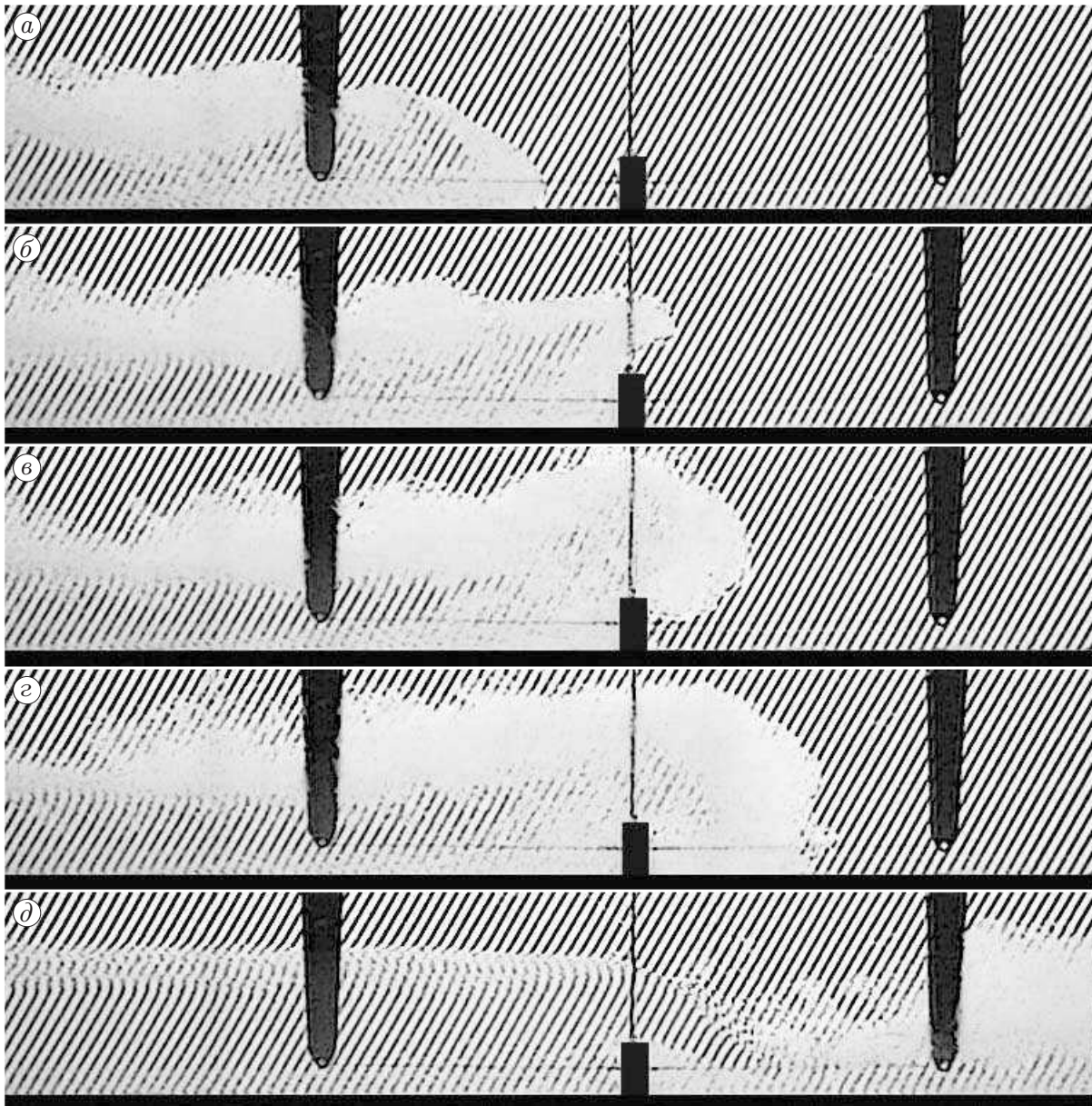


Рис. 4. Картина обтекания препятствия гравитационным потоком при  $\varepsilon = 0,01$ ,  $H = 10$  см,  $\alpha = 0,4$ : шаг по времени между кадрами  $a$ - $г$   $\Delta t = 1,27$  с, между кадрами  $г$ - $д$   $\Delta t = 7,6$  с

числа Рейнольдса (см., например, [10]). Характер течения вблизи препятствия показан на рис. 4. При соударении головной части течения с препятствием происходит отрыв потока, сопровождающийся формированием струйного течения (рис. 4,б). В последующие моменты времени перед препятствием формируется течение типа ондулярного бора, а за препятствием — гидравлический прыжок (рис. 4,д).

Зависимости коэффициентов гидродинамических нагрузок от времени, приведенные на рис. 5,а,б, получены при  $\varepsilon = 0,02$ ,  $H = 10$  см,  $A = 9900$ . По осям абсцисс отложено безразмерное время  $\tau = Vt/H$ , отсчитываемое от момента пересечения фронтом течения волномера  $b$  (см. рис. 1), а по осям ординат — коэффициенты горизонтальной  $C_x$  (рис. 5,а) и вертикальной  $C_y$  (рис. 5,б) сил, определенные как  $C_{x,y} = 2F_{x,y}/(\rho_2 V^2 b)$  ( $F_{x,y}$  — нагрузки, приходящиеся на единицу длины препятствия). По истечении промежутка времени

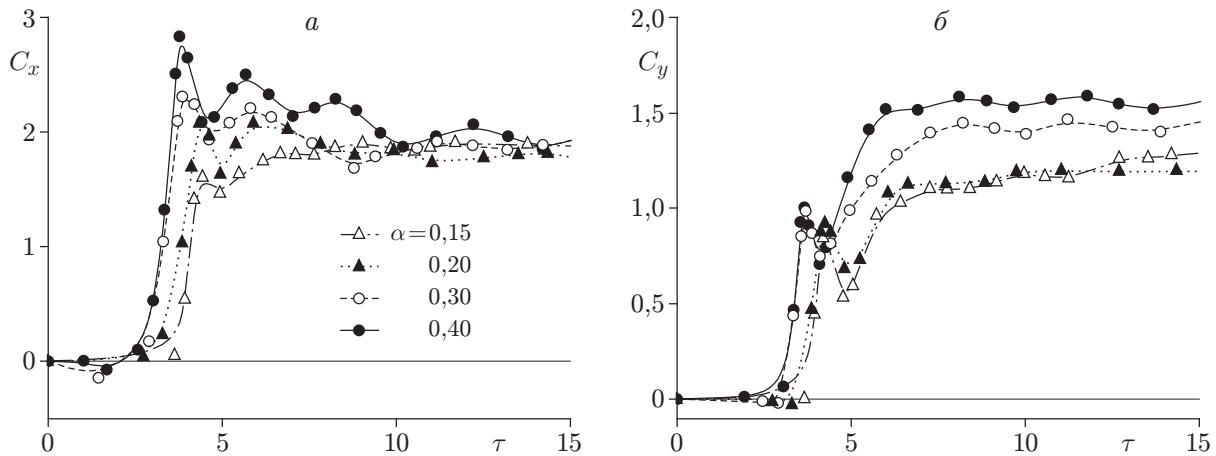


Рис. 5. Зависимости коэффициентов горизонтальной (а) и вертикальной (б) гидродинамической нагрузки от безразмерного времени  $\tau$  при различных безразмерных глубинах гравитационного течения  $\alpha$

$\Delta\tau \approx 10$  от начала взаимодействия тела с фронтом течения устанавливается квазистационарный режим обтекания, причем значения коэффициентов горизонтальной силы  $C_x$ , полученные при различных  $\alpha$ , близки ( $C_x \approx 2$ ).

При  $\alpha = 0,4$ , т. е. при максимальном значении этого параметра в настоящих экспериментах, пиковая горизонтальная нагрузка, вырабатываемая при взаимодействии с головной частью течения, превышает квазистационарную нагрузку приблизительно в 1,5 раза. С уменьшением  $\alpha$  отношение пиковой горизонтальной нагрузки к ее квазистационарному значению уменьшается. Ослабление ондуляций  $C_x$  с уменьшением  $\alpha$  можно качественно объяснить тем, что в соответствии с (1) значения  $Fr$  увеличиваются с уменьшением  $\alpha$ . Известно, что с увеличением числа Фруда при обтекании препятствий ослабляется тенденция к формированию ондулярных боров вверх по потоку и увеличивается тенденция к формированию течений типа бора с обрушающимся передним фронтом [11].

В отличие от горизонтальной нагрузки значения коэффициентов вертикальной силы  $C_y$ , имеющие место в момент взаимодействия головной части течения с препятствием, существенно меньше квазистационарных значений для больших времен  $\tau$ . Как видно из рис. 5, б, в момент удара формируется струйное течение с отрывом на угловой точке тела. Соответственно, скорости обтекания непосредственно над телом и подсасывающая сила, действующая на верхнюю часть препятствия, малы. По-видимому, локальный максимум вертикальной нагрузки при ударе связан с повышением давления в зазоре между нижней поверхностью препятствия и дном лотка. На больших временах формируется течение поверх препятствия и возникает существенная по величине подсасывающая сила.

Эффект загромождения потока препятствием заметно проявляется при представлении данных в другой нормировке. Известно [12], что при стационарном набегании плоской горизонтальной струи идеальной жидкости на вертикальную стенку возникает динамическая нагрузка  $\rho V_0^2 h_0$  ( $\rho$  — плотность,  $V_0$  — скорость,  $h_0$  — толщина струи), равная суммарному потоку динамического импульса струи. Суммарный поток динамического импульса струи нижнего слоя жидкости в настоящих опытах характеризует величина  $\rho_2 V^2 h_2 / 2$ . Соответственно, можно ввести безразмерные коэффициенты  $C_{x,y}^* = 2F_{x,y} / (\rho_2 V^2 h_2)$ , связанные с ранее введенными коэффициентами соотношением  $C_{x,y}^* = C_{x,y} H / (b\alpha)$ . Зависимости  $C_x^*(\tau)$  и  $C_y^*(\tau)$ , полученные при различных значениях  $\alpha$ , приведены на рис. 6. Как можно было ожидать, при неизменной высоте препятствия  $b$  характерные значения  $C_x^*(\tau)$

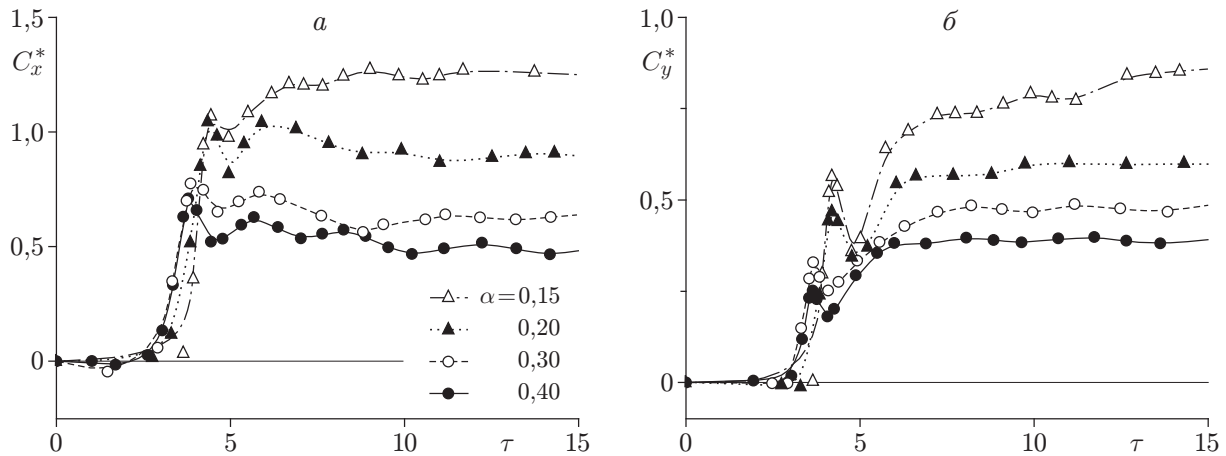


Рис. 6. Эффект загромождения потока для зависимостей  $C_x^*(\tau)$  и  $C_y^*(\tau)$  при различных значениях  $\alpha$

растут с уменьшением  $\alpha$ , поскольку при этом увеличивается отношение  $b/h_2$  и усиливается эффект блокировки потока препятствием. Аналогичный эффект имеет место и для зависимостей  $C_y^*(\tau)$ , полученных при различных  $\alpha$ . В работе [13] в качестве параметра, характеризующего эффект блокировки, рассмотрено отношение расхода жидкости, перетекающей через препятствие, к расходу жидкости в гравитационном течении вверх по потоку от препятствия. В нашей работе эта информация дополнена экспериментальным исследованием гидродинамических нагрузок, характеризующих поток импульса в системе. Вышеизложенные особенности поведения гидродинамических нагрузок могут служить для уточнения оценки динамического воздействия на препятствия сухих лавин [1] (в англоязычной литературе — powder avalanche), ведущих себя как ньютоновская жидкость.

**Закключение.** В работе показано, что экспериментальные данные по скоростям распространения фронтов гравитационных течений в задаче о распаде разрыва в системе двух смешивающихся жидкостей удобно представлять в виде зависимости характерного числа Фруда от двух параметров:  $\alpha$  (соотношение между глубиной гравитационного течения и общей глубиной жидкости) и  $A$  (число Архимеда, определенное по общей глубине жидкости). Для проведения измерений в условиях автомодельности по  $A$  значение местного (определенного по глубине нижнего слоя жидкости) числа Архимеда  $A_*$  должно превышать 1600. Проведены измерения гидродинамических нагрузок, индуцируемых гравитационным течением на препятствии, расположенном на дне лотка. Показано, что нестационарные гидродинамические нагрузки на этапе взаимодействия тела с головной частью течения могут заметно (в 1,5 раза) превышать квазистационарные значения нагрузок, устанавливающиеся на больших временах. Горизонтальная нагрузка на погруженном препятствии имеет порядок величины суммарного потока динамического импульса струи нижней слоя жидкости и существенно зависит от степени блокировки потока препятствием. Проведенная в работе визуализация течений жидкости позволяет проследить динамику развития процесса перемешивания в головной части гравитационного течения и картину взаимодействия гравитационного течения с препятствием.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Hopfinger E. J.** Snow avalanche motion and related phenomena // Annu. Rev. Fluid Mech. 1983. V. 15. P. 47–76.

2. **Simpson J. E.** Gravity currents: in the environment and the laboratory. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997.
3. **Ерманюк Е. В., Гаврилов Н. В.** Взаимодействие внутреннего гравитационного течения с погруженным круговым цилиндром // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 2. С. 81–90.
4. **Букреев В. И., Гаврилов Н. В.** Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // ПМТФ. 1990. № 2. С. 102–105.
5. **Benjamin T. B.** Gravity currents and related phenomena // J. Fluid Mech. 1968. V. 31, pt 2. P. 209–248.
6. **Букреев В. И., Гусев А. В.** Движение шара в жидкости под действием силы тяжести // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 4. С. 42–49.
7. **Karamanev D. G., Chavarie C., Mayer R. C.** Dynamics of free rise of a light solid sphere in liquid // AIChE J. 1996. V. 42, N 6. P. 1789–1792.
8. **Thomas L. P., Dalziel S. B., Marino B. M.** The structure of the head of an inertial gravity current determined by particle-tracking velocimetry // Experiments in Fluids. 2003. V. 34. P. 708–716.
9. **Shin J. O., Dalziel S. B., Linden P. F.** Gravity currents produced by lock exchange // J. Fluid Mech. 2004. V. 521. P. 1–34.
10. **Войткунский Я. И., Фаддеев Ю. И., Федяевский К. К.** Гидромеханика. Л.: Судостроение, 1982.
11. **Тернер Дж.** Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977.
12. **Гуревич М. И.** Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979.
13. **Lane-Serff G. F., Beal L. M., Hadfield T. D.** Gravity current flow over obstacles // J. Fluid Mech. 1995. V. 292. P. 39–53.

*Поступила в редакцию 13/X 2004 г.*

---