

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПРИ ПАДЕНИИ ТЕЛА НА МЕЛКУЮ ВОДУ

УДК 532.59

В. И. Букреев, А. В. Гусев

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

В прикладных проблемах представляют интерес два аспекта задачи о падении тела на воду: силы, действующие на само тело, и возникающие волны. Большое число научных работ, посвященных изучению сил, появилось в связи с созданием гидросамолетов [1, 2]. Теоретический анализ при этом осуществлялся в рамках модели идеальной жидкости без учета влияния воздуха. В дальнейшем крупным стимулом послужила необходимость изучения ударной нагрузки волн на корабль или инженерное сооружение. Как в любой задаче об ударе, важное значение имеют реологические свойства воды. Определенную роль при передаче импульса и энергии играют свойства воздуха. Учету этих факторов посвящено много работ. Теоретический анализ сил облегчается тем, что ценную для приложений информацию можно получить при анализе процессов на малых временах. Современное состояние рассматриваемого направления исследований отражено в [3–7].

В данной работе основное внимание уделяется гравитационным волнам при падении тела. Развитие этого направления стимулируется необходимостью оценки последствий от падения метеорита в океан или обломка скалы в фиорд, а также от оползня берега озера. Из множества соответствующих публикаций уместно отметить [8–10]. Обширная литература посвящена волнам цунами. Здесь особое внимание уделяется созданию эффективных численных методов расчета.

Существует, однако, проблема задания начальных данных для таких расчетов, в решении которой важную роль играет эксперимент. Для волн, генерируемых падением тела, ситуация осложняется тем, что при достаточно интенсивном возмущении имеют место разрыв сплошности жидкости, выброс струй в атмосферу и обрушение волн. Такие процессы являются серьезным барьером для многих методов теоретического анализа. В этой связи уместно отметить метод, предложенный в [11]. С его помощью качественно предсказаны те сложные процессы в окрестности тела, которые иллюстрируются далее фотоснимками.

Экспериментально плоские гравитационные волны при падении тела на воду изучались в [12, 13]. Аналогичные по своему характеру волны образуются при смещении участка дна бассейна. Они исследовались, например, в [14]. Некоторая экспериментальная информация о волнах при падении осесимметричного тела содержится в [15, 16].

Цель данной работы — пополнить имеющуюся экспериментальную информацию о плоских волнах. При этом опыты планировались так, чтобы сильно проявились эффекты, связанные с конечной глубиной жидкости. В этом случае в системе имеется критическая скорость $c_* = (gh)^{1/2}$ (g — ускорение силы тяжести, h — глубина жидкости). При достижении критической скорости волна повышения уровня может обрушиться, и представляет интерес вопрос о том, какая часть энергии возмущения и в какой форме сохраняется после обрушения. Наряду с гравитационными волнами в опытах регистрировались процессы в окрестности тела, которые ранее изучались, например, в [17–19]. Здесь получена, в частности, информация о связи этих процессов с гравитационными волнами.

Постановка задачи и основные обозначения приведены на рис. 1. Прямоугольный бас-

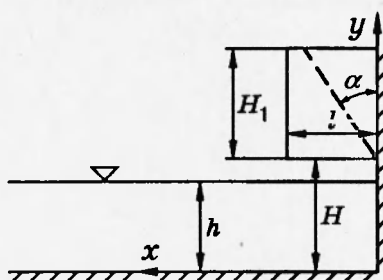


Рис. 1

сейн с горизонтальным дном длиной $L = 4,3$ м и шириной $B = 0,2$ м заполнялся на глубину h водой. В невозмущенном состоянии вода покоилась. В момент времени $t = 0$ из воздуха в воду с высоты H начинало свободно падать твердое тело. Использовались тела двух форм: прямоугольный параллелепипед с размерами l, b, H_1 и клин с параметрами α, b, H_1 (рис. 1). Выполнились условия $H_1 > h$ и $b \approx B$. Следствием первого из них было то, что верхняя кромка тела не погружалась в жидкость (это упрощало картину волн), а следствием второго — то, что волны оказывались практически плоскими.

Важную роль в рассматриваемой задаче играют физические параметры: ускорение силы тяжести g , плотность жидкости ρ и тела ρ_1 , вязкость и сжимаемость жидкости, коэффициент поверхностного натяжения, а также плотность, вязкость и сжимаемость воздуха. Например, сжимаемость жидкости и поверхностное натяжение определяют не только энергию, уносимую звуковыми и капиллярными волнами. Относительная доля этой энергии в опытах была мала. С поверхностным натяжением и сжимаемостью связано положение точки отрыва от тела брызговых струй, уносящих значительную долю энергии [20]. Вязкость жидкости приводит, в частности, к тому, что в опытах, строго говоря, нельзя точно воспроизвести объекты, которые называются в модели идеальной жидкости уединенными волнами. В модели эти волны стационарные. В опытах они вырождаются из-за вязкости.

При сопоставлении теоретических и экспериментальных уединенных волн можно рассчитывать лишь на справедливость следующего принципа квазистационарности: если влияние вязкости учесть в каком-либо одном параметре уединенной волны, например в ее амплитуде, то ее форма и скорость распространения могут быть найдены по алгоритмам, полученным в модели идеальной жидкости. Справедливость этого принципа подтверждена в опытах [21]. Физические свойства воздуха оказываются важными при приближении затупленного тела с большой скоростью к поверхности воды.

Из физических параметров в опытах варьировалась только плотность ρ_1 , причем выполнялось условие $\rho_1 > \rho$. Значения других физических величин можно найти из справочников, учитывая, что опыты проводились при нормальных лабораторных условиях. Из геометрических параметров варьировались h, H, H_1, l и α . Значения варьируемых параметров приводятся далее в следующей безразмерной форме:

$$H^0 = H/h, \quad H_1^0 = H_1/h, \quad l^0 = l/h, \quad x^0 = x/h, \quad \rho^0 = (\rho_1 - \rho)/\rho.$$

Используется неподвижная система координат, показанная на рис. 1.

Закон движения тела $y_*(t)$ регистрировался реохордным датчиком (y_* — вертикальная координата нижней кромки тела). Отклонения свободной поверхности от положения равновесия η регистрировались волномерами, принцип работы которых основан на разли-

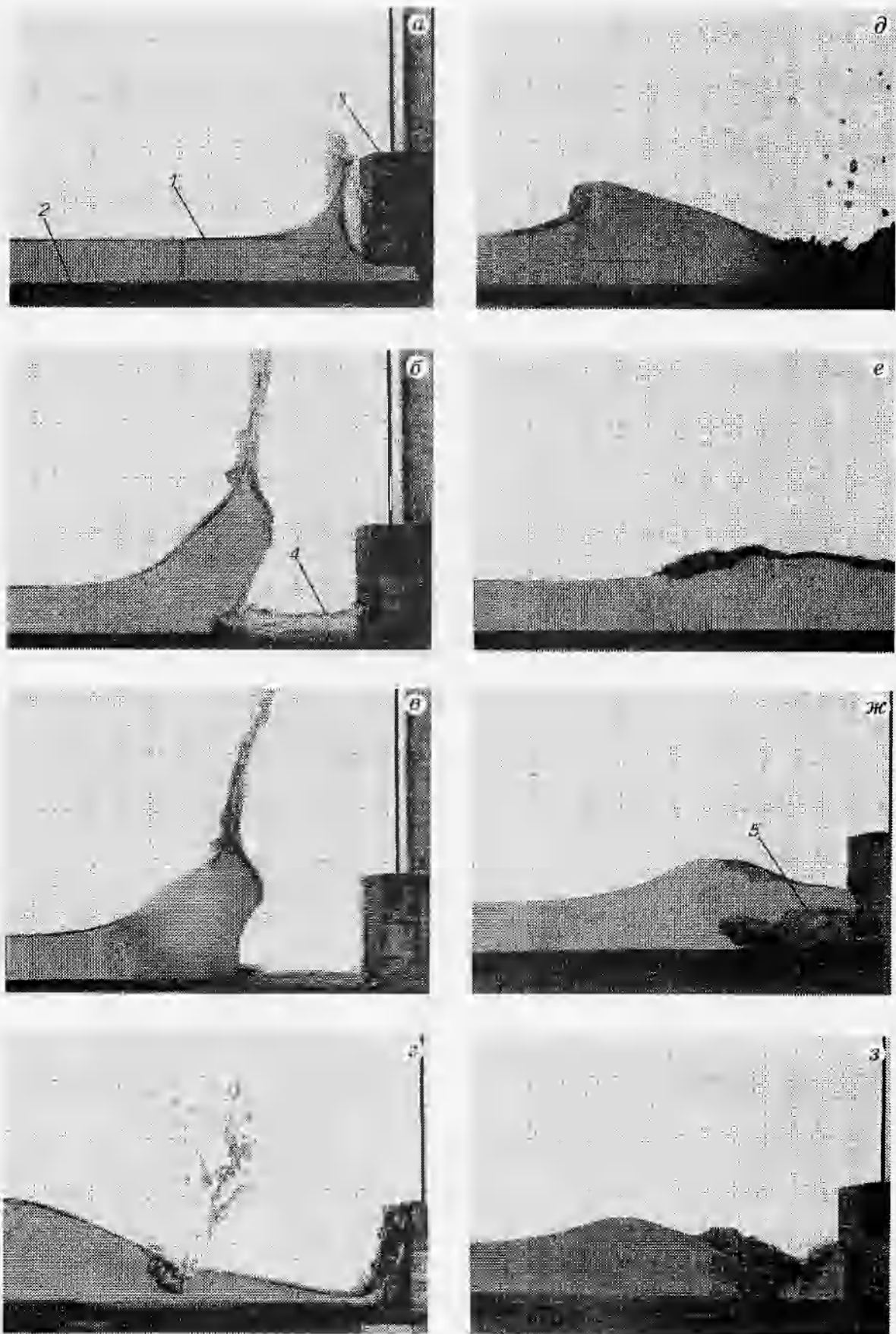


Рис. 2

чий электрической проводимости воды и воздуха. Для регистрации сигналов датчиков и их предварительной обработки использовались самописцы, а также специальная система сбора и обработки данных HISTOMAT-S. Информация качественного характера получалась фотосъемкой с выдержкой $1/250$ с. Скорость распространения волн вычислялась по сигналам двух волномеров, смещенных на расстояние $\Delta x < 8h$. Вся аппаратура тестировалась на процессах с заранее известными характеристиками. Для волномеров таким процессом служило их колебание относительно неподвижной жидкости, для реохордного датчика — закон свободного падения. На основе полученной при этом информации и выборочных многократных опытов в одних и тех же условиях найдены следующие оценки среднеквадратичной меры погрешности измерений: для амплитудных характеристик волн в пределах 2%, для фазовых характеристик волн в пределах 3%.

Приводимые далее результаты получены при падении тел вдоль одной из торцевых стенок бассейна. Однако выполнены контрольные опыты, в которых параллелепипед удвоенной длины $2l$ и клин с удвоенным углом при вершине 2α падали в середине бассейна. Найдено, что наибольшее различие имели амплитудные характеристики волн. В данных опытах оно не превышало 7%. При падении в середине бассейна амплитуды волн были больше. Это следствие влияния зазора при падении тела вдоль торцевой стенки.

Гравитационные волны уносят только часть энергии, вносимой в жидкость телом. Чем интенсивнее возмущение, тем больше его энергии рассеивается в сложных процессах вблизи тела. Эти процессы детально описаны в упомянутой литературе. На рис. 2 приводится дополнительная информация, характерная для падения параллелепипеда на мелкую воду. Аналогичные фотоснимки опубликованы в [17, 22]. По сравнению с ними фотоснимки на рис. 2 охватывают больший интервал времени. Здесь 1 — свободная поверхность, 2 — дно бассейна, 3 — параллелепипед, 4 — горизонтальная струя, 5 — объем воздуха. Фотоснимки приведены с целью проиллюстрировать типичные формы возмущения, поэтому интервалы времени между отдельными кадрами неодинаковы.

Снимки на рис. 2, а-е получены при $h = 8$ см, $H^0 = 3,75$, $H_1^0 = 2,26$, $i^n = 1,15$, $\rho^0 = 0,215$. Рис. 2, а иллюстрирует раннюю стадию развития каверны и брызговой струи. Брызговая струя вертикальна (ср. [17]). Границы каверны и переднего фронта возмущения меняются с высотой монотонно. На рис. 2, б струя поднялась на большую высоту, дно канала обнажилось, границы каверны и переднего фронта волны немонотонны. Обращает на себя внимание то, что помимо вертикальной струи из основной массы жидкости выбрасывается горизонтальная струя 4. Снимок на рис. 2, в получен примерно через 0,1 с после снимка на рис. 2, б. Скорости в брызговой струе уменьшились. На рис. 2, г зарегистрирована заключительная стадия схлопывания каверны и генерации брызговой струи.

В рассматриваемом примере интенсивная диссипация механической энергии имеет место и на значительных удалениях от тела вследствие обрушения переднего фронта возмущения. Три стадии процесса обрушения переднего фронта иллюстрируются снимками на рис. 2, г-е. Последний из них относится к расстояниям от тела в окрестности $x = 30h$. Из-за отсутствия подпитки энергии процесс обрушения постепенно прекращается, и волны становятся гладкими. В данном примере передний фронт гладких волн распространялся со скоростью, заметно превышающей критическую, и на больших удалениях от тела формировались две уединенные волны.

Снимки на рис. 2, ж, з получены в условиях, отличающихся только значением $H^0 = 1,0$. Брызговые струи в этом случае не образовывались, передний фронт не обрушивался. Каверна быстро схлопывалась, в результате чего в жидкость захватывался значительный объем воздуха 5. Передний фронт возмущения в этом примере также распространялся со

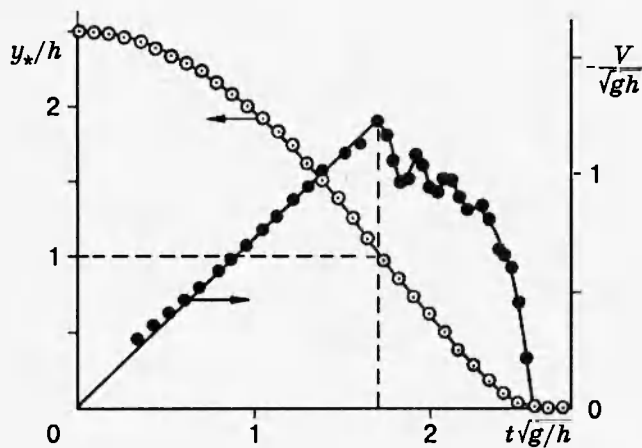


Рис. 3

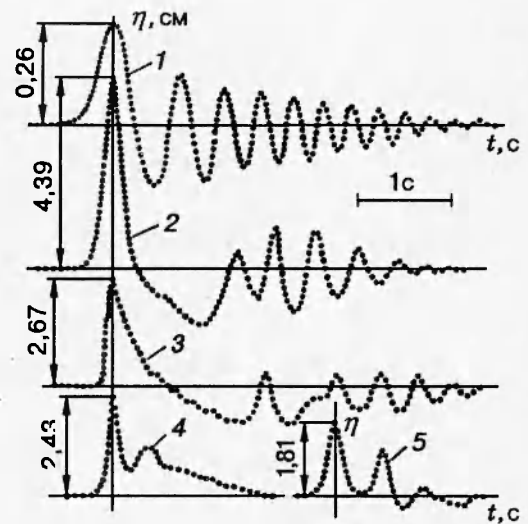


Рис. 4

сверхкритической скоростью, однако на больших расстояниях формировалась только одна уединенная волна. При еще менее интенсивном возмущении формировался нестационарный диспергирующий цуг волн, распространяющийся с докритической скоростью.

Эффекты, иллюстрируемые снимками на рис. 2, а-е, качественно объясняются анализом нестационарного процесса соударения встречных струй в поперечном поле силы тяжести [11]. При такой схематизации возмущение, вносимое клином, существенно отличается от возмущения при падении параллелепипеда тем, что в случае клина импульс движущейся массы жидкости направлен под углом к горизонту. В результате значительная часть энергии возмущения переходит в брызговые струи. Этим можно объяснить то, что с помощью клина в данных опытах не удалось получить волны, распространяющиеся со сверхкритической скоростью.

На рис. 3 представлены типичные для обсуждаемых опытов графики траектории $y_*(t)$ и скорости $V(t)$ движения параллелепипеда при следующих начальных данных: $h = 8$ см, $H^0 = 2,5$, $H_1^0 = 2,26$, $l^0 = 0,575$, $\rho^0 = 0,215$. При $t < t_*$ тело двигалось в воздухе и с хорошей точностью следовало закону свободного падения без учета трения. В момент касания воды ($t = t_*$) скорость тела резко уменьшилась и имели место небольшие ее колебания. В момент касания дна скорость снизилась практически до нуля.

На рис. 4 приведены примеры записей волн неподвижным волномером. Волна 1 получена в опытах с клином при $h = 4,5$ см, $H^0 = 4,3$, $H_1^0 = 4,4$, $\alpha = 26,5^\circ$, $\rho^0 = 0,4$ на расстоянии $x^0 = 26$. Скорость распространения первого гребня c меньше критической: $c = 0,864c_*$. Такие волны характерны для относительно слабой интенсивности возмущения. Они нестационарны и диспергируют со временем.

Волна 2 зарегистрирована в опытах с параллелепипедом при $h = 8$ см, $H^0 = 2,9$, $H_1^0 = 2,26$, $l^0 = 0,575$, $\rho^0 = 0,215$, $x^0 = 16$. В этом примере процесс обрушения переднего фронта отсутствовал. Первый гребень распространяется со сверхкритической скоростью $c = 1,06c_*$. За первым гребнем имеется протяженная впадина, по которой с докритической скоростью распространяется цуг знакопеременных волн. В дальнейшем из этого возмущения выделяется одна уединенная волна.

Графики 3-5 иллюстрируют эволюцию одного и того же возмущения с помощью па-

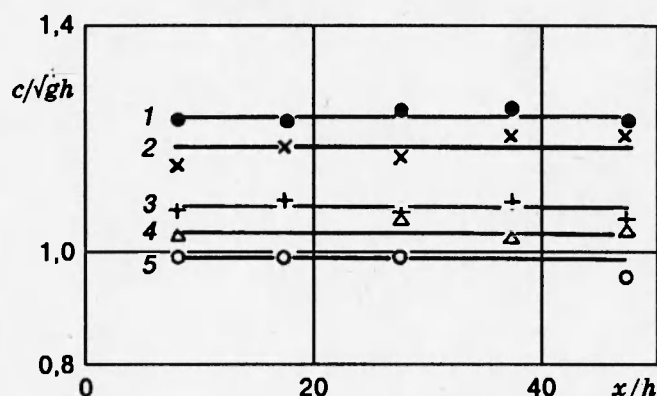


Рис. 5

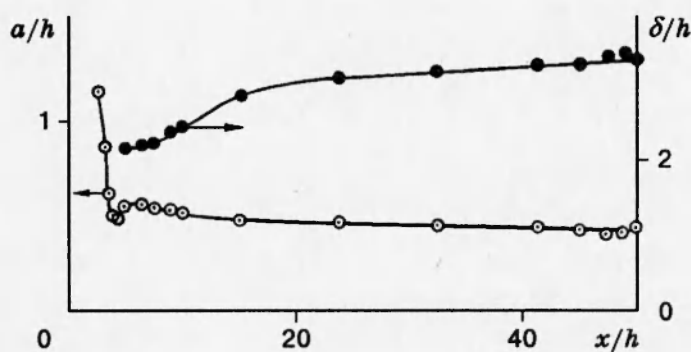


Рис. 6

раллелепипеда при $h = 4$ см, $H^0 = 4,75$, $H_1^0 = 4,5$, $l^0 = 1,15$, $\rho^0 = 0,215$. Разными являются значения x^0 : для 3 $x^0 = 31,5$, для 4 $x^0 = 89$. Волна 5 зарегистрирована на расстоянии $x^0 = 89$, но после ее отражения от вертикальной торцевой стенки, расположенной на расстоянии $x^0 = 108$. В этом примере при $x^0 < 60$ имело место обрушение переднего фронта возмущения. Тем не менее прослеживается определенное сходство с волной 2. Принципиальным отличием оказалось то, что в данном примере на больших временах формировались две уединенные волны.

Если процесса обрушения первого гребня нет или он уже завершился, дальнейшая трансформация этого гребня происходит достаточно медленно. Это иллюстрируется экспериментальными данными, приведенными на рис. 5–7, и имеет важное значение для прикладных проблем: плоские волны, вызванные падением тела, могут иметь внушительные амплитуды и скорости распространения даже на больших расстояниях.

На рис. 5 представлены данные о скорости распространения первого гребня в серии опытов с параллелепипедом при $h = 8$ см, $i^0 = 0,575$, $H_1^0 = 2,26$, $\rho^0 = 0,215$. Варьировался параметр H^0 . Линии 1–5 соответствуют $H^0 = 3,75$; 2,5; 1,25; 1,0; 0,63. Можно видеть, что в рассмотренном диапазоне параметров и в пределах точности измерений $c/(gh)^{1/2}$ не зависит от x^0 , по крайней мере при $x^0 \geq 8,5$.

На рис. 6 приведена зависимость от x^0 высоты a и характерной ширины δ первого гребня в опытах с параллелепипедом при $h = 8$ см, $H^0 = 2,5$, $H_1^0 = 2,26$, $i^0 = 0,58$, $\rho^0 = 0,215$. Величина δ определена как ширина гребня на уровне $y = h + a/2$. Быстрое изменение a и δ в этом примере имеет место лишь при $x^0 < 20$. Дальнейшее существенно

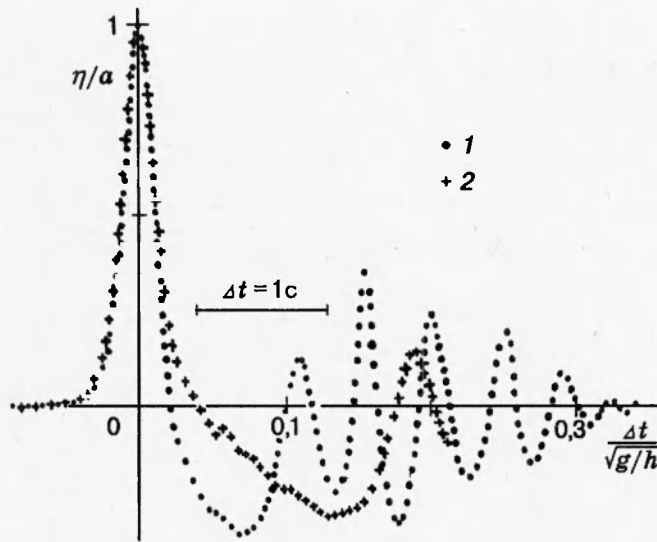


Рис. 7

более медленное изменение этих величин обусловлено частично процессом формирования уединенной волны, а частично влиянием вязкости.

На рис. 7 иллюстрируется более детально трансформация первого гребня в условиях, указанных на рис. 6. Волна 1 зарегистрирована при $x^0 = 16$, 2 — при $x^0 = 19,8$. Можно видеть, что наиболее существенные изменения имеют место на заднем фронте. Иллюстрируется также факт быстрого отставания знакопеременного цуга волн от переднего гребня, скорость распространения которого в этом примере равна $1,06c_*$.

Для волны 5 на рис. 4 можно грубо оценить долю энергии начального возмущения, уносимую на большие расстояния, на основе следующих рассуждений. Энергия, внесенная телом в жидкость, определяется формулой

$$E_0 = \rho_1 l b H_1 (gH - V_0^2/2), \quad (1)$$

где V_0 — скорость тела в момент касания дна. На основе данных рис. 3 можно принять $V_0 \approx 0$. В рассматриваемом примере на больших расстояниях формируются две уединенные волны, и именно в них сосредоточена основная энергия, уносимая волнами. Согласно теоретическому анализу [23, 24], для энергии одной уединенной волны можно получить

$$E_s = 8B\rho g (a_s h/3)^{3/2} [1 + 9a_s^0/10 + 21(a_s^0)/40 + (a_s^0)^3/8 + O((a_s^0)^4)]. \quad (2)$$

Здесь a_s — амплитуда уединенной волны; $a_s^0 = a_s/h$. При $a^0 \ll 1$ получается формула Рэлея [1]. В литературе используется также формула

$$E_s = 4B\rho g \lambda a^2/3, \quad (3)$$

где λ — характерная длина уединенной волны, выражение для которой можно найти, сравнивая правые части (2) и (3).

Вычисления по (1) и (2) для рассматриваемого примера дают $[(E_s)_1 + (E_s)_2]/E_0 = 0,024$ (индексы 1 и 2 относятся к номеру волны).

Эта оценка показывает, в частности, насколько сложно чисто теоретически описать гравитационные волны, располагая лишь информацией об энергии упавшего тела, если она достаточно велика. Имеется, однако, важная для приложений особенность этой за-

дачи: при всей сложности процессов вблизи тела многообразие гравитационных волн на больших расстояниях невелико. При прогнозах катастрофических последствий от падения тела с неизвестной массой и скоростью можно исходить из того, что наибольшую опасность представляют уединенные волны предельной амплитуды. Теория уединенных волн предельной амплитуды развита достаточно хорошо. По теории Рэлея [1] предельная амплитуда плоских стационарных уединенных волн равна h . Одной из последних работ по этому вопросу является [25].

Важен вопрос о возможном числе уединенных волн при падении тела. В данных опытах больше двух следующих друг за другом уединенных волн получить не удалось. В опытах со смещением участка дна бассейна [14] наблюдалось большее число уединенных волн. Однако при таком способе внесения возмущения потери энергии вблизи тела уменьшаются, например, из-за отсутствия брызговых струй.

Авторы благодарят Е. В. Ерманюка и А. А. Коробкина за консультации при выполнении работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда, Правительства России (грант JHX100) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01164).

ЛИТЕРАТУРА

1. Косоуров Г. Ф. Гидросамолеты. Их мореходность и расчет. Л.; М.: ОНТИ, 1935.
2. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М.: Наука, 1966.
3. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев: Наук. думка, 1969.
4. Логвинович Г. В., Якимов Ю. Л. Погружение тел в жидкость с большими скоростями // Неустановившиеся течения воды с большими скоростями. М.: Наука, 1973. С. 85–92.
5. Korobkin A. Blunt-body impact on the free surface of a compressible liquid // J. Fluid Mech. 1994. V. 263. P. 319–342.
6. Григолюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью. Л.: Судостроение, 1976.
7. Korobkin A. A., Pukhnachov V. V. Initial stage of water impact // Ann. Rev. of Fluid Mech. 1988. V. 20. P. 159–185.
8. Немчинов И. В., Попов С. П., Тетерев А. В. Оценка характеристик волн цунами, вызванных падением астероидов и комет в океаны и моря // Астрон. вестн. 1994. Т. 28, № 3. С. 81–99.
9. Баронин В. В. Высокие волны в водохранилищах и их моделирование // Тр. Ленингр. политехн. ин-та. 1982. № 383. С. 63–67.
10. Hartbitz C. Numerical simulation of slide generation water waves // Sci. Tsunami Hazards. 1991. V. 9, N 1. P. 15–22.
11. Якимов Ю. Л. Поступательные струйные автомодельные течения несжимаемой жидкости // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261, № 5. С. 1074–1078.
12. Wiegel R. L. Laboratory studies of gravity waves generated by the movement of a submerged body // Trans. Amer. Geophys. Union. 1955. V. 37, N 5. P. 759–774.
13. Wiegel R. L., Noda E. K., Kuba E. M., et al. Water waves generated by landslides in reservoirs // J. Waterways and Harbour Div. Pros. of ASCE. 1970. V. 96, N 2. P. 307–333.

14. Hammack J. L., Segur H. The Korteweg de Vries equation and water waves. Pt 2. Comparison with experiments // J. Fluid Mech. 1974. V. 65, pt 2. P. 289–314.
15. Johnson J. W., Bermel K. J. Impulsive waves in shallow water as generated by falling weights // Trans. Amer. Geophys. Union. 1949. V. 30, N 2. P. 223–230.
16. Мишуев А. В., Иванов Л. П., Языков С. В. Погружение цилиндрических твердых тел в водоемы ограниченной глубины // Гидравлика и охрана окружающей среды. М.: Моск. инж.-строит. ин-т, 1984. С. 11–16.
17. Якимов Ю. Л. Влияние атмосферы при падении тел на воду // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 5. С. 3–6.
18. Лапин В. А., Маменко Ю. Н. Экспериментальное исследование брызговых струй при быстром погружении клиньев в воду // Тр. 3-й Всесоюз. шк.-семинара, Красноярск, 8–14 июля 1987. Красноярск, 1987. С. 216–221.
19. Goto K., Hodeo T., Kimitoshi K. Splash produced by a smooth sphere and cylinder striking a liquid surface // J. Phys. Soc. Jap. 1987. V. 56, N 8. P. 2733–2743.
20. Коробкин А. А. Акустическое приближение в задаче о погружении затупленного контура в идеальную жидкость // ПМТФ. 1992. № 4. С. 48–54.
21. Гаврилов Н. В. Вязкое затухание уединенных внутренних волн в двухслойной жидкости // ПМТФ. 1988. № 4. С. 51–55.
22. Букреев В. И., Гусев А. В. Волны, вызванные падением тела на свободную поверхность мелкой воды. Эксперимент // Докл. РАН. 1995. Т. 341, № 6.
23. Стокер Дж. Дж. Волны на воде. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
24. Сретенский Л. Н. Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977.
25. Карабут Е. А. К задаче об уединенной волне на поверхности жидкости // Докл. РАН. 1994. Т. 337, № 3. С. 339–341.

*Поступила в редакцию 27/XII 1994 г.,
в окончательном варианте — 3/III 1995 г.*
