

УДК 532.59

© 1999 г. В.И. БУКРЕЕВ, А.В. ГУСЕВ

ВОЛНЫ В КАНАЛЕ ВПЕРЕДИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ

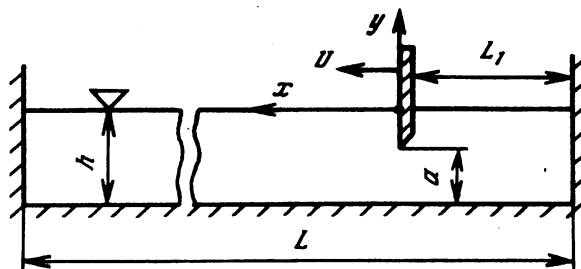
По результатам выполненных опытов и имеющейся в литературе информации анализируются возмущения впереди пластины при сверхкритических скоростях их распространения. Найдено, в частности, что переход от гладких к обрушивающимся волнам начинается при более высокой скорости распространения, чем это следует из первого приближения теории мелкой воды, и что для часто встречающихся на практике волн количественное значение соответствующей критической скорости хорошо совпадает с предельной скоростью распространения уединенных волн, полученной на основе полных уравнений потенциального движения жидкости.

В последние десятилетия уделяется большое внимание возмущениям впереди тела, движущегося в жидкости. На мелкой воде существование таких возмущений связано с конечной скоростью их распространения, и данный эффект проявляется тем сильнее, чем больше загромождение поперечного сечения жидкости телом. При движении судов в каналах возмущения далеко вверх по потоку замечены давно. Первыми могут быть названы работы [1, 2]. Обстоятельные лабораторные исследования выполнены в [3]. В опытах [4] возмущения впереди модели судна обнаруживались даже в очень широком бассейне. Работа [5] оказалась в центре внимания в связи с резко возросшим интересом к эффекту. Его проявления особенно многообразны в стратифицированной по плотности жидкости (см., например, обзоры [6, 7]). По сути дела с этим же связаны сложности с заданием условий на бесконечности в задаче о движении стратифицированной жидкости к стоку, а полную блокировку слоя жидкости перед телом можно рассматривать как особо яркое проявление эффекта [8].

В [7] классификация возмущений впереди препятствия основана на гидравлическом подходе, т.е. на первом приближении теории мелкой воды. Математическая модель [9, 10], учитывающая перемешивание жидкости после потери устойчивости, существенно уточняет эту классификацию. В последнее время публикуется много результатов численных экспериментов. Примером, наиболее близким к рассматриваемой здесь конкретной задаче, служит [11], где расчеты выполнялись на основе уравнений Навье – Стокса. Вместе с тем нарастает дефицит информации, полученной в физическом эксперименте. В частности, особенно актуальна проблема адекватного моделирования процесса перехода от гладких к обрушивающимся волнам. Детальное описание этого процесса содержится, например, в [12, 13], где особое внимание уделяется обрушению волн при подходе к берегу. Из большого числа расчетно-теоретических работ можно отметить [14]. Обстоятельные опыты с обрушивающимися ветровыми волнами выполнены, например, в [15].

Основная цель данной работы состоит в пополнении экспериментальной информации об условиях перехода от гладких к обрушивающимся волнам на примере простой задачи, в которой начальные и граничные условия легко контролируются и могут быть адекватно воспроизведены в математических моделях.

Постановка задачи, основные обозначения и используемая неподвижная система координат поясняются на фиг. 1. Бассейн с плоским горизонтальным дном длиной



Фиг. 1. Схема эксперимента

$L = 7,3$ м и шириной $B = 0,2$ м заполнялся на глубину h водой. Возмущение вносилось вертикальной пластиной, начинавшей движение из начала координат, по закону

$$x^* = \begin{cases} Ut + UT_1[\exp(-t/T_1) - 1], & 0 \leq t < T_2 \\ l = \text{const}, & T_2 \leq t \end{cases}$$

$$y^*, z^* = \text{const}_{1,2}$$

где t – время, x^* , y^* , z^* – координаты произвольной точки пластины, U , T_1 , T_2 , l – параметры, из которых независимы только три, поскольку $x^*(T_2) = l$. Далее в качестве независимых параметров используются U , T_1 и l .

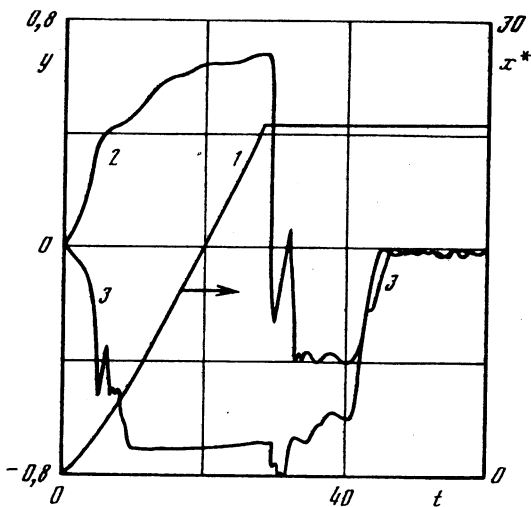
Пластина буксировалась тележкой с электродвигателем постоянного тока и, пройдя заданный путь l , резко останавливалась с помощью специального захвата. Скорость U варьировалась изменением электрического напряжения на двигателе и диаметра колес тележки. Закон движения измерялся датчиком реохордного типа. Независимыми контактными датчиками регистрировались моменты начала движения и остановки тележки. Пример экспериментально полученного закона движения приведен на фиг. 2.

Волной будет называться отклонение свободной поверхности от положения равновесия y . Эта величина измерялась волномерами резистивного типа с разрешающей способностью $0,02$ мм и с частотным диапазоном от 0 до 4 Гц. Сигналы волномеров регистрировались самописцем, сканировались и вводились в компьютер. Применялись также фото- и киносъемка. Основное внимание уделялось волнам впереди пластины при скорости распространения их переднего фронта $c > c_1$, где $c_1 = \sqrt{gh}$, g – ускорение силы тяжести. В гидравлике c_1 называется критической скоростью. Она ограничивает сверху область существования линейных гармонических волн и снизу – разрывных решений уравнений первого приближения теории мелкой воды.

Частный случай полного перекрытия поперечного сечения бассейна, когда $a = 0$ (см. фиг. 1), экспериментально изучался в [17–19]. В данной работе основное внимание уделяется примерам с $a \neq 0$. Трансформация синусоидальных волн на частично погруженной пластине исследовалась в опытах [20] (однородная жидкость) и [21] (двухслойная жидкость). Большое внимание уделялось внутренним волнам при движении удобообтекаемого препятствия (например, [6, 7]).

Волны, аналогичные рассматриваемым, образуются при разрушении плотины. В однородной жидкости они детально исследовались, например, в [22]. Было найдено, в частности, что эти волны могут сохранять гладкость и в той области параметров задачи, где первое приближение теории мелкой воды дает только разрывные решения. В [23] такие гладкие возмущения названы волнами Фавра. Гладкие гидравлические прыжки с ондуляциями наблюдаются также при истечении жидкости из-под щита [16].

Рассматриваемая задача имеет аналог в газовой динамике, а именно задачу о движении поршня в трубе со сжимаемым газом. Аналогия справедлива только в рамках



Фиг. 2. Пример закона движения пластины (1) и изменения уровня перед (2) и за ней (3): $h = 3$ см; $L = 243$; $L_1 = 50$; $a = 0,53$; $l = 23,3$; $U = 0,944$; $T_1 = 5,42$

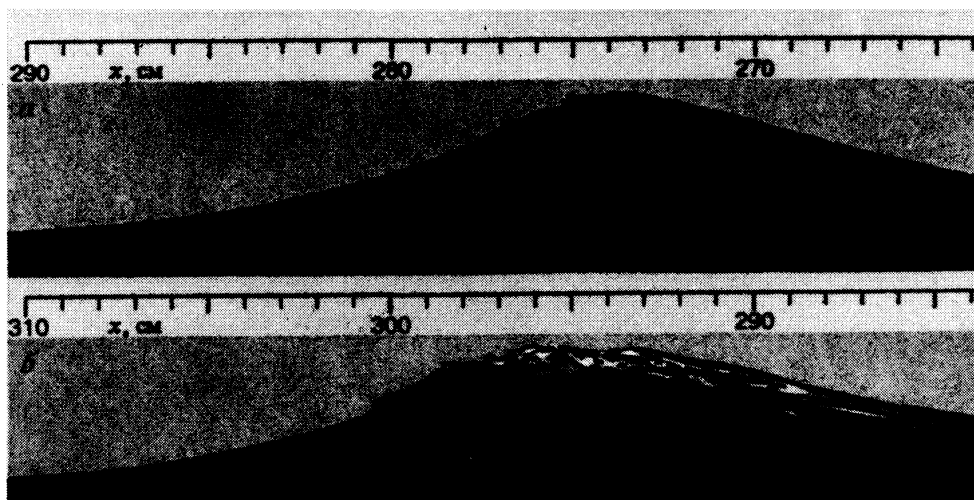
первого приближения теории мелкой воды [24]. В газовой динамике аналогом c_1 выступает скорость звука. Однако известно, что первое приближение теории мелкой воды не учитывает дисперсию волн [24] и не описывает гладкие стационарные кноидальные и уединенные волны, а также нестационарные волны Фавра. Дисперсия стабилизирует течение, в результате чего для мелкой воды существуют не одна, а две критические скорости, при которых происходят качественные изменения в картине гравитационных волн.

Нуждаются в специальном определении термины "начало обрушения", "высота первого гребня волны y_m " и "скорость распространения ее переднего фронта c ". На фиг. 3 приведены фотоснимки рассматриваемых волн на начальной и полностью развитой стадиях обрушения. Волны распространяются справа налево. С верхним из этих снимков связывается начало обрушения, в частности экспериментально найденная вторая критическая скорость c_2 . Фотоснимки полезно сравнить с результатами численных расчетов [11]. В сигнале волномера начало обрушения особенно четко проявлялось при дифференцировании сигнала по времени: в производной появлялись интенсивные флуктуации.

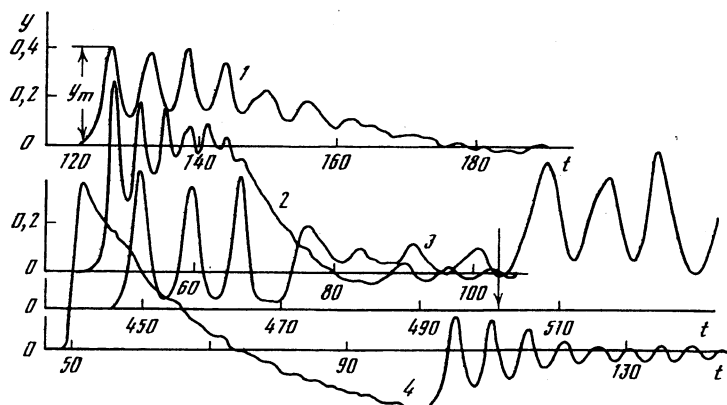
Смысл y_m поясняется на фиг. 4. Нетривиальна проблема точного определения этой величины для обрушающихся волн, поскольку она оказывается случайной. Общепринятого соглашения о том, какую статистическую характеристику использовать в этом случае в качестве y_m , пока нет. Далее фигурируют мгновенные ее значения, зарегистрированные волномером. Были выполнены многократные повторные измерения y_m в одних и тех же условиях при наиболее интенсивном обрушении волн в данных опытах. При этом коэффициент вариации y_m оказался равным 3%. Были сопоставлены результаты измерений y_m волномерами и кино съемкой. Различие оказалось в пределах указанной погрешности. Для гладких волн коэффициент вариации y_m не превышал 2%.

В качестве c далее фигурирует скорость распространения средней по высоте точки переднего фронта, для которой $y = y_m/2$. Эта величина оценивалась по сигналам двух неподвижных волномеров, смещенных по x не более чем на $12h$. Повторными измерениями в одинаковых условиях найдено, что для c коэффициент вариации не превышал 2%. Следует отметить, что в начале обрушения скорости распространения других точек переднего фронта отличались от c лишь в пределах указанной погрешности измерений.

Между процессами, зафиксированными на фотоснимках a и b на фиг. 3, имело место несколько переходных стадий, которые еще предстоит изучить более детально.



Фиг. 3. Начальная (а) и полностью развитая (б) стадии обрушения, $a = 0$. Остальное, как для фиг. 2

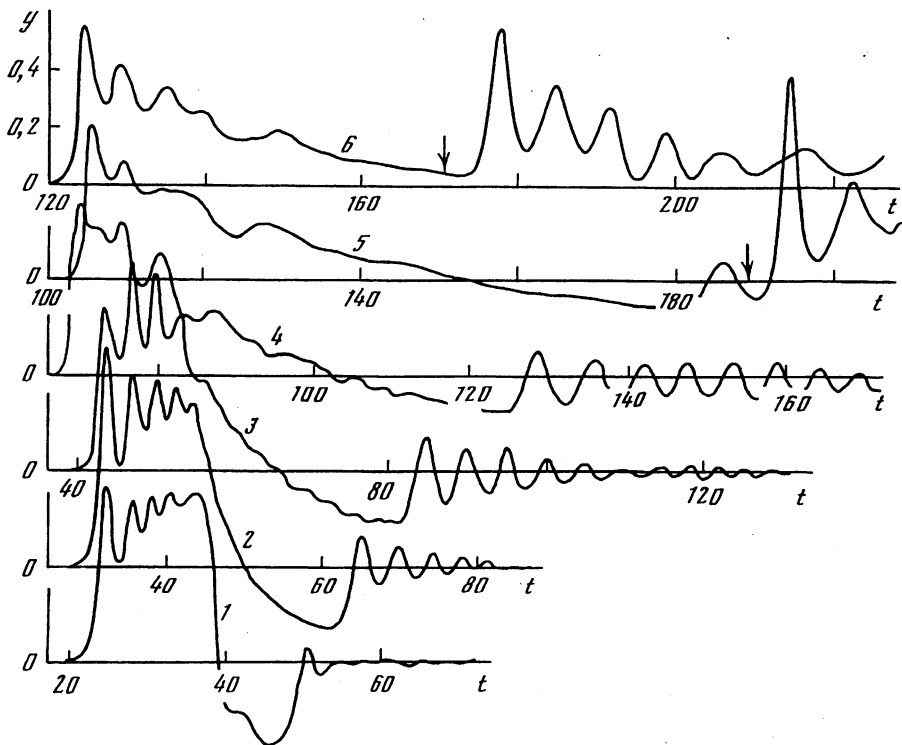


Фиг. 4. Примеры волн перед пластиной. Параметры $[a; U; T_1; x; c]$ принимают значения: 1 – $[0,35; 0,48; 9,0; 137; 1,20]$, 2 – $[0,19; 0,58; 7,6; 53; 1,29]$, 3 – $[0; 0,56; 7,2; 182; 1,19]$, 4 – $[0,53; 0,94; 4,5; 67; 1,45]$. Остальное, как для фиг. 2

В зависимости от конкретной задачи переход от гладких к обрушивающимся волнам происходит по-разному. В [13] этот процесс проанализирован для волн на глубокой воде и при подходе к берегу. То, что наблюдалось в данных опытах, лучше соответствовало гидравлическому прыжку при истечении из-под щита (в [25] описано пять его переходных форм). В частности, в начале обрушения гребень волны не заострялся, а относительно небольшая масса жидкости сползала по переднему фронту подобно лавине, причем впереди этой "лавины" распространялись короткие гладкие волны. Судя по всему, так проявлялось влияние поверхностного натяжения.

Далее вводятся безразмерные величины, причем для них сохраняются те же обозначения, что и для размерных. В качестве характерных масштабов используются: h – для линейных размеров, \sqrt{gh} – для скоростей, $\sqrt{h/g}$ – для времени.

До потери устойчивости волны были плоскими, а перечисленные выше параметры – определяющими. В частности, на рассмотренных интервалах t и x влияние вязкости жидкости и параметра B было слабым. При потере устойчивости, особенно

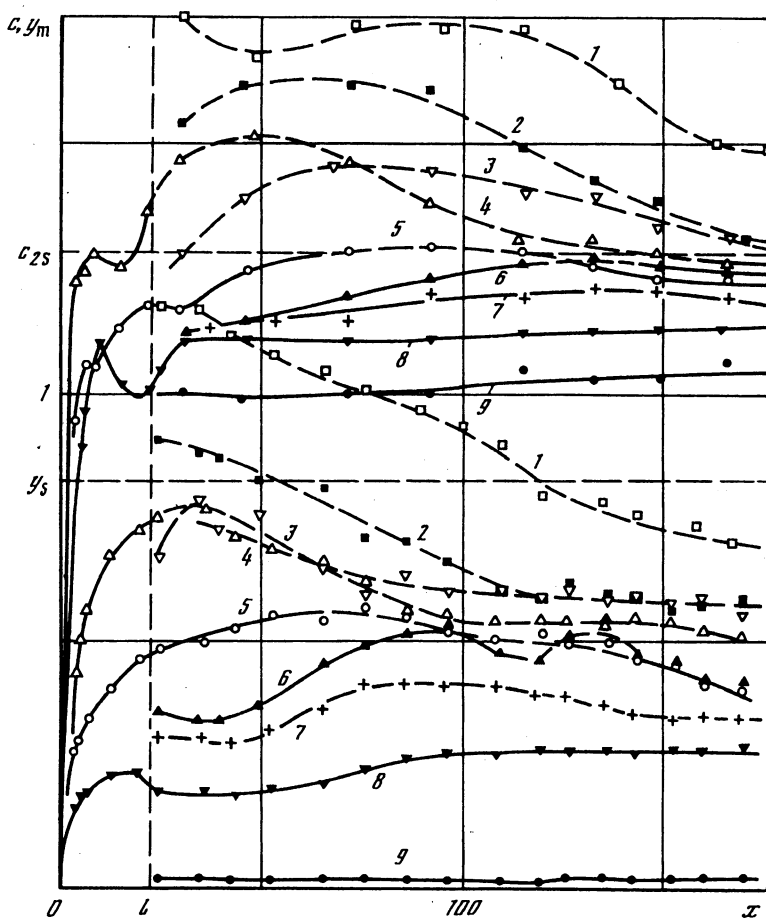


Фиг. 5. Эволюция одного и того же возмущения. $a = 0,35$; $U = 0,76$; $T_1 = 6,53$. Параметры $[x; c]$ принимают значения: 1 – [25; 1,28], 2 – [35; 1,30], 3 – [50; 1,41], 4 – [87; 1,45], 5 – [137; 1,40], 6 – [160; 1,32]. Остальное, как для фиг. 2

тогда, когда она сопровождалась обрушением волн, существенную роль играли поверхностное натяжение, разность плотностей воды и воздуха, вязкость воды и сжимаемость воздуха, вовлеченного в воду. Влияние этих факторов еще предстоит изучить. Пока имеются единичные эксперименты, в которых регистрировалось поле скоростей в обрушивающихся волнах (например, [26, 27]). В данных опытах упомянутые физические факторы соответствовали их справочным значениям при атмосферном давлении и температуре $16 \pm 2^\circ\text{C}$. Выполнено несколько сотен опытов в диапазоне параметров: h от 1 до 5 см, U от 0,3 до 1,6, T_1 от 2 до 8, l от 3 до 100, a от 0 до 0,84, L от 170 до 700, L_1 от 0 до 67. Здесь приводятся лишь некоторые примеры, но при их обсуждении используется вся полученная и найденная в литературе информация.

На фиг. 2 наряду с законом движения пластины дан пример эволюции уровня свободной поверхности на расстоянии $0,01h$ перед пластиной (линия 2) и за ней (линия 3). В этом примере за пластиной образовался отогнанный гидравлический прыжок и уровень свободной поверхности быстро вышел на постоянное значение.

В отличие от предсказаний первого приближения теории мелкой воды в окрестности $c = c_1$ волны впереди пластины не обрушивались. Обрушение начиналось только при скорости c_2 , которая по крайней мере на 29% превышала c_1 . На фиг. 4 приведены четыре типичные волны, скорость распространения которых превышала c_1 . Волна 1 не выходила в область $c > c_2$ и оставалась гладкой вплоть до полного вырождения. На больших временах из нее выделились четыре уединенные волны, медленно вырождающиеся из-за вязкости. При этом уединенные волны существовали лишь при $c_1 < c < c_2$.



Фиг. 6. Эволюция скорости распространения и высоты волн: c_{2S} и y_s – предельная скорость распространения и предельная амплитуда уединенной волны по [28]. Параметры $[a, U; T_1]$ принимают значения: 1 – $[0; 0,92; 4,88]$, 2 – $[0,35; 0,95; 5,06]$, 3 – $[0,35; 0,76; 6,51]$, 4 – $[0,53; 0,94; 4,52]$, 5 – $[0,53; 0,76; 6,51]$, 6 – $[0,35; 0,55; 8,14]$, 7 – $[0,69; 0,75; 6,51]$, 8 – $[0,53; 0,55; 8,50]$, 9 – $[0,84; 0,55; 8,86]$. Остальное, как для фиг. 2

Для волны 2 характерно то, что ее скорость как раз переходит снизу через значение $c = c_2$ и она находится в критическом состоянии по признаку, определенному на фиг. 3 как начало обрушения. При дальнейшей эволюции эта волна обрушилась, затем стала гладкой при переходе сверху через границу $c = c_2$ и из нее также выделились уединенные волны.

В примере 3 на фиг. 4 иллюстрируется процесс отражения таких уединенных волн от вертикальной торцевой стенки бассейна. До этого данное возмущение соответствовало области $c > c_2$, где имело место обрушение, и дважды отразилось от торцевых стенок. Запись осуществлялась неподвижным волномером при третьем отражении. Следует учесть, что в сигнале волномера теряется информация о направлении распространения волны. В обсуждаемом примере волномер зарегистрировал сначала три уединенные волны, распространяющихся в положительном направлении оси x по практически покоящейся жидкости глубиной h , а затем эти же волны после отражения. Момент прихода к волномеру отраженной волны показан вертикальной стрелкой. Обращает на себя внимание увеличение длины волн после отражения.

Волна 4 соответствует области $c > c_2$. Ее передний фронт обрушивается. Волна понижения уровня, формирующаяся после остановки пластины, догнала передний фронт и образовалась треугольная волна со шлейфом в виде гладкого ондулярного бора. Более детально эволюция возмущения такого вида иллюстрируется на фиг. 5. В этом примере обрушение переднего фронта началось при $x = 35$ и закончилось при $x = 170$. На записях 5 и 6 зарегистрированы как прямые, так и отраженные волны. Момент прихода отраженной волны показан стрелкой. Из фиг. 5 можно видеть, что ондулярный бор отстает от головной волны.

На фиг. 6 приведены примеры функций $c(x)$ и $y_m(x)$ при разных сочетаниях параметров задачи. У штриховой линии выделены те отрезки этих функций, которые соответствуют обрушивающимся волнам. Горизонтальной пунктирной линией показано теоретическое значение предельной скорости распространения стационарных уединенных волн [28]: $c_{2S} = 1,294 \cdot \sqrt{gh}$. Экспериментальное c_2 , при котором начиналось и заканчивалось обрушение разных по форме слабо нестационарных волн, совпадает с c_{2S} в пределах погрешности измерений. Этот результат неизменно повторялся во всех выполненных опытах. Он не опровергается также экспериментальными данными для волн Фавра при разрушении плотины [22] и для гидравлических прыжков с ондуляциями при истечении из-под щита [16, 25]. Это дает веские основания для гипотезы о том, что для широкого класса встречающихся на практике волн в качестве второй критической скорости распространения, при которой волны теряют устойчивость до такой степени, что начинают обрушиваться, может быть принято указанное значение предельной скорости распространения уединенных волн c_{2S} . При очень быстром разгоне из состояния покоя, как это имело место в примере 4 на фиг. 6, волна может некоторое время сохранять гладкость и в области $c > c_{2S}$, поскольку в этом случае стабилизирующее влияние дисперсии усиливается "благоприятным" ускорением.

Приведенное значение c_{2S} получено на основе полных уравнений потенциального движения [28]. Второе приближение теории мелкой воды для идеальной жидкости дает несколько большее значение предельной скорости распространения уединенных волн $c'_{2S} = \sqrt{2gh}$ [24].

Данные на фиг. 6 о высотах первого гребня y_m показывают, что в начале обрушения эта характеристика сильно зависит от формы волны. В приведенных примерах y_m менялось от 0,46 до 0,76. Во всей совокупности выполненных опытов встречались значения y_m до 0,85. По теории [28], безразмерная предельная амплитуда уединенной волны $y_S = 0,827$. Это значение y_S показано на фиг. 6 горизонтальной пунктирной линией. В классических работах по уединенным волнам предельное значение их амплитуды получалось равным начальной глубине жидкости.

Среди множества возмущений, реализованных в данных опытах, были и такие, которые имели форму уединенной волны, находящейся в критическом состоянии по признаку, который принят здесь за начало обрушения (фиг. 3). Скорость распространения такой предельной волны хорошо совпадала с теоретической по [28]. Вместе с тем ее безразмерная амплитуда была существенно меньше: около 0,63. Опыты с гидравлическими прыжками [16] и с волнами Фавра [22] показывают, что и другие характерные линейные размеры, например отношение глубин после и до прыжка, существенно варьируются в начале обрушения. Все это позволяет утверждать, что скорость распространения переднего фронта является более универсальной характеристикой критического состояния волны, чем какой-либо линейный размер.

Данный факт можно связать с физическим запретом: скорость переноса энергии не может превышать скорости переноса информации. Для характерной высоты волн столь фундаментального запрета нет. По линейной теории, упомянутый запрет достигается при $c = c_1$ и за эту границу она перейти не может. Уравнения первого приближения теории мелкой воды для идеальной жидкости при $c > c_1$ имеют лишь разрывные решения, которые имитируют обрушивающиеся волны.

Однако на практике неустойчивость при $c = c_1$ состоит в том, что на фоне основной плоской волны появляются слабые косые волны. Косые волны оказываются достаточно короткими, чтобы их рост эффективно подавляло дисперсия и поверхностное натяжение. Переход к трехмерному частично хаотическому движению происходит при $c = c_2$, когда исчерпывается стабилизирующее влияние дисперсии. Полные уравнения потенциального движения адекватно отражают эту ситуацию, а второе приближение теории мелкой воды завышает значение c_2 . Не исключено, однако, что косые волны инициировали обрушение при $c = c_2$ и что именно этим объясняется меньшее значение предельной амплитуды уединенной волны в опытах по сравнению с теоретическим.

Обсуждаемая ситуация с наличием двух критических скоростей аналогична тому, что имеет место при потере устойчивости сжатым стержнем. В этом случае также при (первой) критической нагрузке стержень искривляется, но сохраняет несущую способность. Полная потеря несущей способности происходит при более высокой критической нагрузке.

В реальных условиях в рассматриваемой гидродинамической задаче действует еще и механизм сдвиговой неустойчивости, связанный с тем, что в опытах приходится иметь дело с двухслойной системой вода – воздух. Поверхностное натяжение подавляет эту неустойчивость до определенных пределов. Возникает вопрос: какая неустойчивость проявляется раньше при переходе от упорядоченного к частично хаотическому движению? Для анализа этого вопроса выполнены две серии опытов.

В одной серии вместо воды использовался керосин, у которого плотность на 20%, а коэффициент поверхностного натяжения в 2,7 раза меньше, чем у воды. Оказалось, что частичная хаотизация в форме обрушения переднего фронта происходила также при $c = c_2$. В другой серии изучалась трехслойная система вода – керосин – воздух. Поверхностные волны также обрушивались при $c = c_2$. Однако для внутренних волн на границе раздела воды и керосина первой проявлялась более коротковолновая сдвиговая неустойчивость, причем в диапазоне $c_1 < c < c_2$. Для нее характерно то, что передний фронт возмущения оставался гладким, а на большом протяжении за передним фронтом имело место интенсивное перемешивание воды и керосина.

Заключение. Выполненные опыты дополняют информацию о реальных возможностях моделей потенциального движения жидкости при описании волн на воде конечной глубины в трех фундаментальных задачах: о распаде разрыва, об истечении и о движении тела. Первое приближение теории мелкой воды для идеальной жидкости примерно на 29% суживает область существования гладких волн, а второе приближение примерно на 9% расширяет эту область. Данный вопрос требует дополнительного анализа применительно к уравнениям Сен-Венана, которые хотя и имеют в своей основе первое приближение теории мелкой воды, но учитывают потери энергии вместо дисперсии [12, 13]. Они также содержат гладкие решения при $c > c_1$. В дальнейшем изучении нуждается также вопрос о проявлении других механизмов потери устойчивости, важность которого продемонстрирована в данных опытах на примере двухслойной жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-01164) и гранта 97-43 интеграционных программ Сибирского отделения РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Russel J.S. Report on waves // Brit. Assoc. Rep. 1844. P. 311–390.
2. Thews J.G., Landweher L. The influence of shallow water on the resistance of a cruiser model // US Experimental Model Basin. Navy Yard. Washington. D.C., 1935. Rep. 414.
3. Graff W. Untersuchungen über die Ausbildung des Wellenwiderstandes im Bereich der

- Стауwellengeschwindigkeit in flachem, seitlich beschränkten Fahrwasser // Schiffstechnik. 1962. B. 9. № 47. S. 110–122.
4. *Ertekin R.C., Webster W.C., Wehausen J.V.* Ship-generated solitons // Proc. 15th Symp. on Naval Hydrodynamics, Hamburg, 1984. P. 347–364.
 5. *Huang D.B., Sibul O.J., Webster W.C. et al.* Ship moving in the transcritical range // Proc. Conf. on Behaviour of Ship in Restricted Waters. Varna, Bulgaria, 1982. P. 26.1–26.9.
 6. *Long R.R.* Finite amplitude disturbances in the flow of inviscid rotating and stratified fluids over obstacles // Annu. Rev. Fluid Mech. 1972. V. 4. P. 69–92.
 7. *Baines P.G.* Upstream blocking and airflow over mountains // Annu. Rev. Fluid Mech. 1987. V. 19. P. 75–97.
 8. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
 9. *Ляпидевский В.Ю.* Блокировка потока при обтекании препятствия двухслойной смешивающейся жидкостью // ПММ. 1994. Т. 58. Вып. 4. С. 108–112.
 10. *Гаврилов Н.В., Ляпидевский В.Ю.* Аномальные режимы течения двухслойной жидкости над препятствием // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 4. С. 81–88.
 11. *Lemos C.M.* Higher-order schemes for free surface flows with arbitrary configurations // Intern. J. Numer. Methods in Fluids. 1996. V. 23. № 6. P. 545–566.
 12. *Стокер Дж.Дж.* Волны на воде. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 617 с.
 13. *Смирнов Г.Н.* Океанология. М.: Высш. шк., 1987. 406 с.
 14. *Longuet-Higgins M.S.* Parametric solutions for breaking waves // J. Fluid Mech. 1982. V. 121. P. 403–424.
 15. *Vonmarin P.* Geometrical properties of deep-water breaking waves // J. Fluid Mech. 1989. V. 209. P. 405–433.
 16. *Киселев П.Г.* Справочник по гидравлическим расчетам. М., Л.: Госэнергоиздат, 1957. 352 с.
 17. *Chan E.S., Melville W.K.* Deep-water plunging wave pressures on a vertical plane wall // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1988. V. 417. № 1852. P. 95–131.
 18. *Sander J., Hutter K.* Evolution of weakly non-linear shallow water waves generated by a moving boundary // Acta mech. 1992. V. 91. № 3/4. P. 119–155.
 19. *Букреев В.И., Туранов Н.П.* Эксперименты с волнами на мелкой воде, генерируемыми движением торцевой стенки бассейна // ПМТФ. 1996. Т. 37. № 6. С. 44–50.
 20. *Dean W.R.* On the reflection of surface waves by a submerged plane barrier // Proc. Camb. Phil. Soc. 1945. V. 41. P. 231–238.
 21. *Букреев В.И., Гаврилов Н.В., Гусев А.В.* Внутренние волны в пикноклине при движении крыла над барьером // ПМТФ. 1991. № 4. С. 68–74.
 22. *Favre H.* Etude theorique et experimentale des ondes de translation dans les canaux decouverts. Paris: Dunod, 1935. 215 p.
 23. *Marche C., Beauchemin P., El-Kayloubi A.* Etude numerique et experimentale des ondes secondaires de Favre consecutives a la rupture d'un barrage // Can. J. Civ. Eng. 1995. V. 22. № 4. P. 793–801.
 24. *Овсланников Л.В., Макаренко Н.И., Налимов В.И. и др.* Нелинейные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука, 1985. 318 с.
 25. *Chow Ven Te.* Open-channel hydraulics. N.Y.; etc.: McGraw-Hill, 1959. 680 p.
 26. *Nadaoka K., Hino M., Koyano Y.* Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone // J. Fluid Mech. 1989. V. 204. P. 359–387.
 27. *Perlin M., He J., Bernal L.P.* An experimental study of deep water plunging breakers // Phys. Fluids. 1996. V. 8. № 9. P. 2365–2374.
 28. *Longuet-Higgins M.S., Fenton J.D.* On the mass, momentum, energy and circulation of a solitary wave. II // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1974. V. 340. № 1623. P. 471–493.

Новосибирск

Поступила в редакцию
18.VIII.1997